Polarisation von Neutronen bei (d,n)-Reaktionen an ^{11}B und ^{15}N

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Dietrich Hilscher

aus Broumov

- Mai 1968 -

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Prof. Dr. S. Wi"king

Tag der mündl. Prüfung: 2. 7. 1968

Tag der Promotion: 15. JULI 1968

Polarisation von Neutronen bei (d,n)-Reaktionen an ^{11}B und ^{15}N

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Dietrich Hilscher

aus Broumov

- Mai 1968 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

		Seite
I	Einleitung	3
II	Meßmethode und experimenteller Aufbau	8
	1) Prinzip der Polarisationsmessung von Nukleonen	8
	2) Geometrischer Aufbau	9
	3) Zählerteleskop	11
	4) Elektronik	14
	5) Targets	15
III	Messungen und Diskussion der Ergebnisse	18
	1) Die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$	18
	2) Die Reaktion $^{11}B(d,n_{o,1})^{12}C$	22
	3) Diskussion	28
IV	Vergleich der Ergebnisse mit Modellvorstellungen direkter Reaktionen	35
	1) Compoundkernbeiträge	35
	2) DWBA-Theorie	39
	3) DWBA-Rechnungen	45
	4) Austauschstripping	56
	5) WBP-Theorie	57
V	Zusammenfassung	60
	Literaturverzeichnis	62

Inhaltsverzeichnis

I Einleitung 1

II Meßmethode und experimenteller Aufbau 8

1) Prinzip der Polarisationsmessung von Nukleonen 8
2) Geometrischer Aufbau 9
3) Szintillatorteleskop 11
4) Elektronik 14
5) Targets 15

III Messungen und Diskussion der Ergebnisse 18

1) Die Reaktion ^{16}Nd(n,n$_0$)^{16}O 18
2) Die Reaktion ^{11}Nd(n,n$_{0,1}$)^{12}C 22
3) Diskussion 26

IV Vergleich der Ergebnisse mit Modellvorstellungen direkter Reaktionen 35

1) Compoundkernbeitrag 35
2) DWBA-Theorie 39
3) DWBA-Rechnungen 45
4) Austauschstreuung 50
5) WBP-Theorie 57

V Zusammenfassung 60

Literaturverzeichnis 62

I Einleitung

Die Einteilchentransferreaktionen sind in den letzten Jahren zu einem außergewöhnlich guten Hilfsmittel beim Studium der Kernstruktur geworden. Ein wesentlicher Grund hierfür ist, daß es gelang, den differentiellen Wirkungsquerschnitt mit der Methode der DWBA+) zu berechnen, das heißt im Rahmen einer Theorie, bei der die ein- und auslaufenden Teilchen durch elastische Streuwellen in einem optischen Potential beschrieben werden. Durch den Vergleich von berechneter und gemessener Winkelverteilung erhält man Information über die Kernstruktur. Man kann dies aber nur dann tun, wenn man sicher ist, daß der in der DWBA-Theorie formulierte Reaktionsmechanismus den tatsächlichen Reaktionsablauf möglichst gut beschreibt. Ein scharfer Test für eine solche Annahme ist die Messung der Winkelverteilung der Polarisation der emittierten Nukleonen; insbesondere nach (d,n) bzw. (d,p)-Strippingreaktionen, die die einfachsten Einteilchentransferreaktionen sind und für die die DWBA-Theorie ursprünglich formuliert wurde.

Die beiden Extremfälle der Reaktionsmechanismen bilden einerseits die direkten Reaktionen, bei denen die kleinstmögliche Zahl von Freiheitsgraden den Ein- und Ausgangskanal beschreiben und andererseits die Compoundkernbildung, wobei das System sich für längere Zeit ($\sim 10^{-18}$ sec) in einem metastabilen Gleichgewichtszustand befindet. Dazwischen liegen die verschiedenen möglichen Mehrstufenprozesse, die im allgemeinen miteinander interferieren können.

+) DWBA ist eine Abkürzung für Distorted-Wave-Born-Approximation

Aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt von (d,n) bzw. (^{3}He,d) Strippingreaktionen kann man mithilfe der DWBA-Theorie spektroskopische Faktoren extrahieren, deren Wert vom Reaktionsmechanismus unabhängig und nur durch die Kernstruktur bestimmt sein sollte. Es zeigt sich jedoch, daß das Resultat gelegentlich von der Wahl der speziellen Transferreaktion abhängt, obwohl die gemessene Winkelverteilung durch die DWBA-Theorie relativ gut reproduziert wird. Die Diskrepanz bemerkt man erst beim Vergleich der extrahierten spektroskopischen Faktoren untereinander sowie mit den theoretischen Vorhersagen, die im Rahmen eines rein strukturellen Modells berechnet worden sind, also keine Annahme über den Reaktionsmechanismus enthalten. Hier sollte also eine zweite unabhängige Messung, zum Beispiel.eine Polarisationsmessung, zur Klärung der Situation beitragen.

Experimente, die die Polarisation der Nukleonen nach Kernreaktionen messen, sind ein direktes Verfahren, um die Spinabhängigkeit der Kernkräfte zu untersuchen. Hierbei spielt der Interferenzcharakter der Polarisation eine wesentliche Rolle. Während der differentielle Wirkungsquerschnitt, gegeben durch die Summe der Absolutquadrate der Amplituden, nur sehr wenig von der spinabhängigen Wechselwirkung beeinflußt wird, kann der Effekt auf die Polarisation sehr beträchtlich sein. Die hier erwähnte spinabhängige Wechselwirkung dürfte dem sogenannten Schiffer-Lee-Effekt zugrunde liegen. Die Lage und Form des Strippingmaximums ist im allgemeinen nur durch den übertragenen Bahndrehimpuls ℓ bestimmt und hängt nicht davon ab, ob der übertragene Gesamtdrehimpuls $j = \ell + 1/2$ oder $j = \ell - 1/2$ ist. Jedoch wiesen erstmals Schiffer und Lee (LeeS 64) (SchiL 66) darauf hin, daß der weitere Verlauf des Wirkungsquerschnittes doch noch von j abhängen kann. Die Ursache des Effektes ist noch nicht verstanden. Eine solche Spinabhängigkeit der Wechselwirkung sollte sich

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548904_0010

aber besonders stark in der Polarisation der emittierten Neutronen äußern.

Auch ohne Annahme einer Spin-Bahn-Wechselwirkung sollten die Nukleonen polarisiert sein. Dies wurde schon in der alten Vorzeichenregel von Newns (New 53) behauptet und später von Reber und Saladin (RebS 64) empirisch festgestellt: Ist $\ell = 1$ oder 2, so ist die Polarisation im Strippingmaximum (oder bei etwas größeren Winkeln) im Falle $j = \ell - 1/2$ stark negativ, im Falle $j = \ell + 1/2$ schwach positiv oder nahe Null. Eine halbklassische Ableitung dieser Regel wurde von Butler (But 61) gegeben, indem er eine starke Deuteronenabsorption annimmt.

Die Empfindlichkeit der Polarisation auf kleine Effekte ist bei der Untersuchung der Kernreaktionen sowohl ihre Stärke als auch ihre Schwäche. Man kann zwar mit solchen Messungen noch kleine Effekte untersuchen, aber gerade deshalb ist die theoretische Beschreibung der Polarisationsphänome bis heute noch nicht befriedigend gelungen. Die Sonde ist zu gut, zu empfindlich auf Details. Da alle Polarisationsmessungen 2-Targetexperimente sind, sind auch die experimentellen Schwierigkeiten sehr groß, so daß bis heute nur relativ wenig Polarisationsmessungen vorliegen und dann meistens auch nur für Protonen.

Ziele dieser Arbeit waren:

1) Zu untersuchen, inwieweit man aus den Polarisationsdaten Rückschlüsse auf den Reaktionsmechanismus ziehen kann.
2) Die gemessene Neutronenpolarisation nach (d,n) Strippingreaktionen in einem möglichst großen Winkelbereich mit vorhandenen Reaktionsmodellen zu vergleichen. Neben der konventionellen DWBA-Theorie stand vor allem die WBP-Theorie[+)] von Pearson und Coz (PeaC 66) (BanP 67)

+) WBP ist eine Abkürzung für Weakly Bound Projectile.

zur Diskussion, die die Wechselwirkung der im Deuteron enthaltenen Nukleonen mit dem Targetkern einzeln beschreibt.

3) Zu untersuchen, wie sich bei Reaktionen, die einen deutlichen Schiffer-Lee-Effekt zeigen, die Polarisation verhält. Da die charakteristischen Schiffer-Lee-Minima bei Winkeln um 60° und 100° auftreten, war insbesondere die Polarisation in diesem Winkelbereich zu vermessen. Zu dieser Frage war es von speziellem Interesse, in einer Reaktion zwei Übergänge mit $j_p = \ell \pm 1/2$ zu vergleichen.
4) Festzustellen, ob eine Korrelation zwischen dem Rückwärtsmaximum im differentiellen Wirkungsquerschnitt und der Polarisation in diesem Winkelbereich besteht.

Hierzu wurden folgende Reaktionen untersucht: $^{11}B(d,n_o)^{12}C_{g.s.}$, $^{11}B(d,n_1)^{12}C_{4.43\ MeV}$ und $^{15}N(d,n_o)^{16}O_{g.s.}$ Der Endkern ^{16}O ist ein doppelmagischer Kern und ^{12}C besitzt für Neutronen und Protonen eine abgeschlossene 1p3/2-Unterschale, was die Beschreibung der Schalenmodellkonfiguration der Endzustände vereinfacht.

Diese Reaktionen wurden bei einer Deuteroneneinschußenergie von E_d = 5.5 MeV (im Laborsystem) untersucht, also gerade in einem Übergangsgebiet, wo die Reaktion zwar im wesentlichen über einen direkten Reaktionsmechanismus verläuft, aber durchaus noch Compoundkernbeiträge vorhanden sind. Oberhalb von 7 MeV kann man die Reaktion im allgemeinen als direkt betrachten. Die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ wurde auch für E_d = 4.35 MeV untersucht.

Figur 1 zeigt die Niveauschemata (AjzL 59) für beide Kerne, soweit dies hier von Interesse ist. Nach dem jj-Kopplungsmodell wird bei der Reaktion $^{11}B(d,n_o)^{12}C\ ^{0^+}_{0}$ ein Proton im Zustand 1p3/2 eingebaut, bei den Reaktionen $^{11}B(d,n_1)^{12}C^{2^+}_{4.43}$ und $^{15}N(d,n_o)^{16}O\ ^{0^+}_{0}$ dagegen im Zustand 1p1/2. Auch im Modell mit gemischter Kopplung überwiegt jeweils die genannte

Konfiguration (CohK 67).

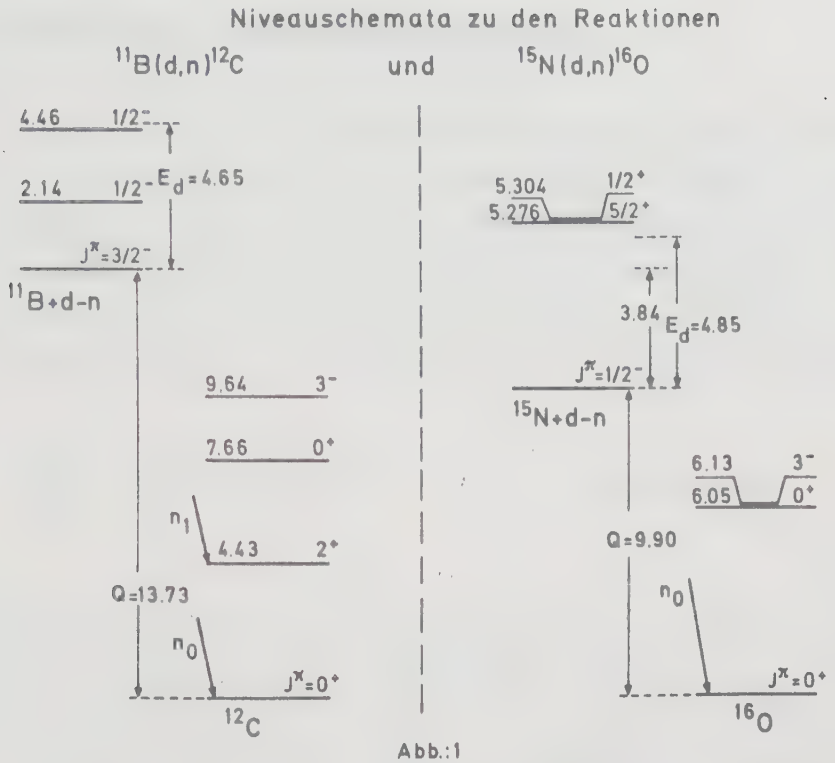

Abb.:1

Die drei genannten Reaktionen waren schon bei Deuteronenenergien unterhalb 3 MeV untersucht worden; die Reaktion $^{11}B(d,n)^{12}C$ auch bei E_d = 9.3 MeV (BrüB 66) (BüßC 64) (MeiPM 67) (SmoT 64). Diese Messungen werden mit den Ergebnissen dieser Arbeit verglichen.

Die Polarisation der Neutronen wurde durch Messung der Links-Rechts-Asymmetrie der n-^{4}He-Streuung mit einem Lawinenzählerteleskop (BüßC 65) bestimmt. Mit dieser Methode kann man nur die Polarisation von Neutronengruppen mit einer Energie größer als 7 - 10 MeV, die mindestens um 2 - 3 MeV auseinanderliegen, messen. Damit war die Wahl der meßbaren Reaktionen sehr eingeschränkt.

II Meßmethode und experimenteller Aufbau

1) Prinzip der Polarisationsmessung

Die Polarisation von Nukleonen kann nur durch Wechselwirkung mit Kernen bestimmt werden. Am häufigsten werden die Nukleonen an einem Kern mit bekannter Analysierkraft gestreut. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung von Nukleonen der Polarisation P_1 [+)] an einem Kern mit der Analysierkraft P_2 wird gegeben durch (WolA 52):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta,\varphi) = \frac{d\sigma_o}{d\Omega}(\vartheta) \cdot (1 + P_1 P_2(\vartheta) \cos\varphi)$$

Hierbei ist $\frac{d\sigma_o}{d\Omega}(\vartheta)$ der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung unpolarisierter Nukleonen am Analysatorkern; φ bezeichnet den Winkel zwischen (1) der Reaktionsebene für die Erzeugung der polarisierten Nukleonen und (2) der Ebene, in der die Streuung an dem Analysatorkern verläuft.

Bezeichnet man bei der Streuung am Analysator die Zählraten für Linksstreuung, das heißt für $\varphi = 0$, mit N_L und für Rechtsstreuung, das heißt für $\varphi = \pi$, mit N_R, dann ist die Asymmetrie gegeben durch:

$$A = P_1 \cdot P_2 = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R}$$

Für $\varphi = 0$ oder π geschieht die Erzeugung der Nukleonen und ihre Streuung am Analysator in derselben Ebene. Ist P_2 bekannt, so erhält man aus A sofort P_1.

In dieser Arbeit wurde als Analysator für Neutronen ^{4}He benutzt, da für die Streuung von Neutronen an ^{4}He die Analy-

---

+) In dieser Arbeit wird die Basler Vorzeichenkonvention benutzt.

sierkraft in einem großen Energiebereich bekannt, sehr groß und nahezu konstant ist (HooB 66).
Da die Masse von ^{4}He nur viermal größer als die Nukleonenmasse ist, bekommt man einen großen Impulsübertrag auf das α-Teilchen. Diese Eigenschaft des Analysators ^{4}He kann man nun dazu benutzen, direkt die α-Teilchen, deren Streuwinkel und Energie nachzuweisen. Das heißt, es wird nicht die Links-Rechts-Asymmetrie der gestreuten Neutronen, sondern die Rechts-Links-Asymmetrie der α-Teilchen gemessen. Eine derartige Methode wurde erstmalig von Levintov et al. (LevM 57) zur Messung der Polarisation der Neutronen aus der Reaktion T(d,n)^{4}He angewandt.

Die hier benutzte Meßmethode wurde von Christiansen et al. entwickelt und wurde schon in mehreren Arbeiten beschrieben (Büß 64) (BüßC 65) (Bus 67). Deshalb soll sie im folgenden nur kurz behandelt werden, wobei speziell auf die für diese Arbeit notwendigen Abänderungen eingegangen werden soll.

2) Geometrischer Aufbau

Der von dem 5.5 MV van de Graaff-Beschleuniger des Hahn-Meitner-Instituts in Berlin beschleunigte Deuterium-Ionen-Strahl wird durch einen 90°-Analysiermagneten nach seiner Energie analysiert und durch zwei magnetische Quadrupollinsen auf das Target fokussiert. Die Stromstärke am Target für die im folgenden beschriebenen Experimente betrug 40 - 60 μA, das entspricht einer Wärmeleistung von ~ 300 W für Deuteronen der Energie von 5.5 MeV. Durch eine geeignete Kühlvorrichtung (Bus 67) wurde verhindert, daß das Target thermisch zerstört wurde. Die Targetsubstanz wurde auf eine .3 mm dicke Tantalschicht mit einem Durchmesser von 29 mm aufgeschwemmt, wie unter II.5 genau beschrieben. Auf dem Target wurde eine Fläche von 4 • 7 mm^2 vom Deute-

ronenstrahl homogen ausgeleuchtet. Der Deuteronenstrahl wurde durch zwei senkrecht zueinander gekreuzte 5 m vor dem Target angebrachte Spulenpaare sägezahnförmig über das Target bewegt; die Frequenz betrug 5 bzw. 30 Hz.

In einer Entfernung von 30 cm vom Target war das Polarimeter in offener Geometrie auf einem Drehtisch aufgestellt, der seinerseits um das Target drehbar war. Der Öffnungswinkel relativ zum Target betrug $\pm$ 7,5°. Die ^{4}He-Rückstoßkerne, erzeugt durch die n-^{4}He-Streuung, wurden unter einem Winkel von $\vartheta_o = \pm$ 19 (Abb. 2) relativ zur Neutronen-Flugrichtung nachgewiesen. Für jeden Meßpunkt wurden vier Messungen durchgeführt; dadurch wurde über mögliche systematische Unsymmetrien der Anordnung in 1. Ordnung gemittelt. Es wird rechts und links vom Target die Links- und Rechtsstreuung mit zugehörigem Untergrund gemessen (Abb. 2). Zur Untergrundmessung wird der Stempel S (siehe Abb. 3) direkt vor den 1. Lawinenzähler geschoben, derart daß keine α-Teilchen aus dem Streuvolumen in das Zählerteleskop gelangen können.

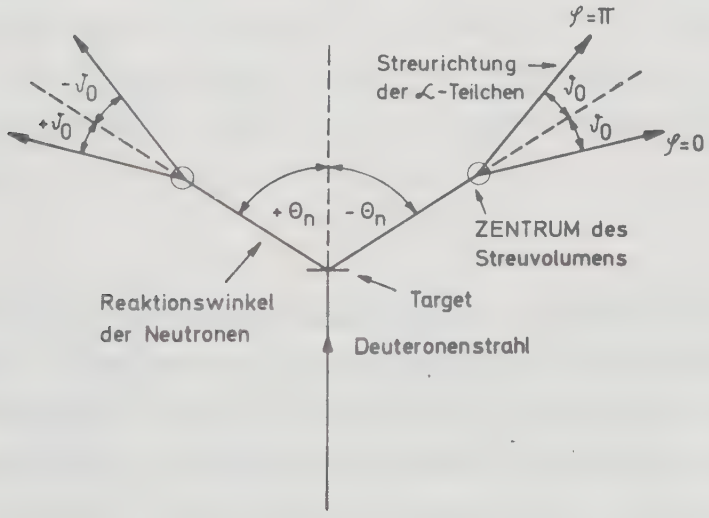

Abb. 2: Geometrie der Meßanordnung

Danach wird das Zählerteleskop 180° um seine Achse gedreht und diese beiden Messungen wiederholt. Durch einfache Mittelung über alle vier Stellungen konnten systematische Unsymmetrien eliminiert werden.

3) Zählerteleskop

Die durch die zu untersuchende Reaktion am Target T (siehe Abb. 3) erzeugten und in Richtung k_n emittierten Neutronen werden mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit an dem im Streuvolumen des Polarimeters befindlichen ^{4}He gestreut. Die durch die n-^{4}He Streuung erzeugten α-Rückstoßkerne werden durch ein Teleskop aus großflächigen Parallelplatten-Lawinenzählern (BüßC 65) (Bus 67) und ebenen Proportionalzählern[+)] nachgewiesen. Zwischen dem ersten (S 1) und zweiten Lawinenzähler (S 2) (siehe Abb. 3[++)]) befindet sich ein Winkelfilter, das aus zwei Scharen senkrecht zueinander stehender dünner Messingbleche besteht. Ihre Abstände sind so gewählt, daß das System nur von einem α-Teilchen durchlaufen werden kann, das in einem Bereich $\pm (\Delta\vartheta, \Delta\varphi)$ um einen mittleren Streuwinkel ($\vartheta = \vartheta_o$, φ = 0 bzw. π) gestreut worden ist. Durch eine schnelle Koinzidenz zwischen den Lawinenzählern S 1 und S 2 wird also die Streurichtung k_α festgelegt.

+) Die ebenen Proportionalzähler bestehen aus dünnen auf einen Messingring gespannten Stahldrähten mit einem Durchmesser von .03 mm, an die positive Hochspannung angelegt wird. Dieser Ring befindet sich zwischen zwei auf einen Plexiglasring gespannten Nickel-Folien, die $\sim$.5 mg/cm^2 dick sind. Das bedeutet für α-Teilchen der Energie von 6 MeV einen Energieverlust von 200 keV. Die Ni-Folien sind geerdet. Optimale Energieauflösung wurde für einen Drahtabstand von 9 mm und einem Abstand zu den Ni-Folien von 4,5 mm ermittelt.

++) Die Bezeichnungen der einzelnen Zählersysteme S 1, S 2 etc. sind in den anschließenden Vorverstärkern VV angegeben.

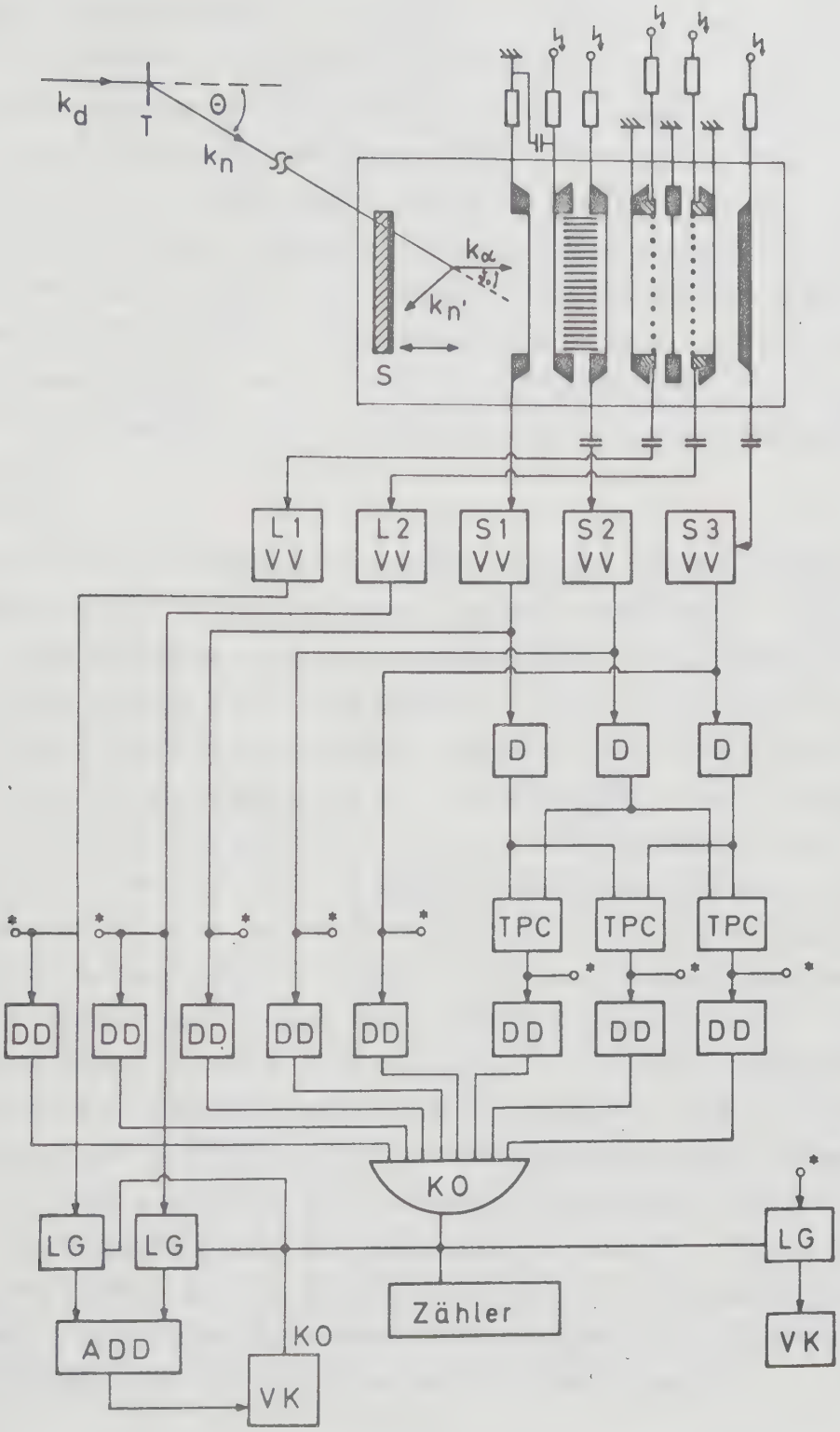

Abb. 3: Blockschaltbild der elektronischen Anordnung

→ Analogsignal
⊣ Digitalsignal
⊣→ Impulsverzweigung
VV Verstärker
D schneller Diskriminator
LG lineares Tor
VK Vielkanalanalysator
L1,L2 Proportionalzähler
S1,S2,S3 Lawinenzähler
TPC Zeitimpulshöhenwandler
DD Differentialdiskriminator
KO Koinzidenz
ADD Additionsverstärker

Sämtliche weiteren Teleskopzähler dienen dazu, den sehr hohen γ-Untergrund zu reduzieren und die Energieauflösung zu verbessern. Die Lawinenzähler sind zwar für schnelle Koinzidenzen sehr gut geeignet, aber ihre Energieauflösung ist sehr schlecht. Dagegen haben die ebenen Proportionalzähler eine relativ gute Energieauflösung - etwa 15 % -, aber diese sind wiederum - wegen ihrer langsamen Anstiegszeit von ca. 1 µs - für schnelle Koinzidenzen ungeeignet. Eine gute Energieauflösung ist notwendig, um die beiden Neutronengruppen der untersuchten Reaktion $^{11}B(d,n_{o,1})^{12}C$ über die Energie der zugehörigen α-Teilchen trennen zu können.

Durch eine geeignete Anordnung dieser beiden Zählertypen können beide Eigenschaften optimal kombiniert werden. Je ein Lawinenzähler vor und nach einem Proportionalzähler definieren den Ein- und Austritt eines Teilchens in den bzw. aus dem Proportionalzähler. Dadurch und durch den Winkelfilter ist das Wegstück ΔS, längs dessen der Proportionalzähler den Energieverlust ΔE des α-Teilchens mißt, festgelegt und konstant. Der relative Fehler, mit dem das ΔE gemessen wird, ist um so kleiner, je größer der spezifische Energieverlust $\frac{\Delta E}{\Delta S}$ ist. Das heißt der Proportionalzähler sollte möglichst gegen Ende der Bahn des α-Teilchens angeordnet sein, so daß das Teilchen in ihm das Bragg'sche Maximum des Energieverlustes durchläuft. Hier ist auch der Unterschied von $(\frac{\Delta E}{\Delta S})_{(E)}$ für zwei verschiedene Energien E_1 und E_2 der gleichen Teilchensorte maximal. Man kann also zwei α-Teilchen mit den Energien E_1 und $E_2 < E_1$ optimal trennen, wenn man die Teilchen mit der Energie E_2 so abbremst, daß beim Passieren des Proportionalzählers sein Energieverlust im Bragg'schen Maximum liegt.

Zur Messung der Polarisation der Neutronen aus den Reaktionen $^{11}B(d,n_o)^{12}C_{g.s.}$ und $^{11}B(d,n_1)^{12}C_{4.43}$ wurde eine solche Anordnung gewählt. Hierzu wurden zwei hintereinander lie-

gende Proportionalzähler (Abb. 3) benutzt, deren Energiesignale L_1 und L_2 zu dem Summensignal $\Sigma = k_1L_1 + k_2L_2$ aufaddiert wurden. Die Größen k_1 und k_2 wurden so gewählt, daß die Energieauflösung der Summe etwa $1/\sqrt{2}$ besser war als die der Einzelsysteme L_1 und L_2. Die vordere Ni-Folie des 1. Lawinenzählers S 1 war so dick, daß die zu der 2. Neutronengruppe n_1 zugehörigen α-Teilchen im letzten Lawinenzähler S3 gerade noch ca. 1 MeV Energie hatten. Alle übrigen Ni-Folien waren .5 μ dick.

Durch diese Anordnung war es möglich, die beiden hochenergetischen Neutronengruppen der Reaktion $^{11}B(d,n)^{12}C$, deren Energien 4.43 MeV voneinander entfernt sind (siehe Abb. 1), zu trennen und damit ihre Polarisation gleichzeitig zu messen. Alle anderen Neutronen-Gruppen mit noch kleinerer Energie als E_{n_1} werden nicht nachgewiesen, da die zugehörigen α-Teilchen zu geringe Energie haben, um bis in den letzten Lawinenzähler zu gelangen.

Mit dieser Methode kann man also die Polarisation von Neutronengruppen messen, die mindestens 2 - 3 MeV getrennt sind und deren Energie größer als 8 - 10 MeV ist.

Für die Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ wurde nur der Grundzustandsübergang gemessen, da alle anderen Neutronen-Übergänge mit dieser Methode nicht mehr getrennt werden können (siehe Abb. 1). Bei dieser Reaktion war der durch das im Target befindliche Silizium[+)] hervorgerufene hohe γ-Untergrund sehr störend. Deshalb wurden für diese Reaktion vier Lawinenzähler benutzt, und zwar befanden sich zwei Zähler vor und zwei Zähler nach dem Winkelfilter. Proportionalzähler wurden hierbei nicht verwendet. In Abb. 3 folgte also unmittelbar auf den Lawinenzähler S2 der Zähler S3; direkt vor dem Zähler S1 war ein zweiter Lawinenzähler S0 angeordnet.

+) Als ^{15}N-Target wurde $Si_3{}^{15}N_4$ benutzt (Brü 67).

4) Elektronik

Ein Blockschaltbild der elektronischen Anordnung ist in Abb. 3 angegeben. Die schnelle Elektronenkomponente der Lawinenzähler wird in schnellen Vorverstärkern (VV)[+)] verstärkt und in schnellen Diskriminatoren (D) in digitale Zeitsignale umgewandelt. Mit den anschließenden Zeitimpulshöhenwandlern (TPC) werden die Zeitdifferenzen zwischen den Impulsen von je zwei Lawinenzählern gemessen. Durch die Differentialdiskriminatoren (DD) werden aus den analogen Zeitsignalen der Zeitimpulshöhenwandler (TPC) entsprechende Zeitintervalle, die innerhalb der Zeitauflösung der Anordnung - ca. 5 ns - liegen, ausgewählt und zur Koinzidenz (KO) gebracht. Die Energieinformation der analogen von den Vorverstärkern (VV) abgenommenen Signale der Lawinen- und Proportionalzähler wird durch die Differentialdiskriminatoren (DD) abgefragt und in ein digitales Signal verwandelt. Diese Energieinformationen werden untereinander und mit der Zeitinformation zur Koinzidenz (KO) gebracht. Die analogen Energiesignale der Proportionalzähler L1 und L2 werden nur dann durch ein lineares Tor (LG) durchgelassen und in dem Additionsverstärker (ADD) addiert, wenn alle 7 Bedingungen des Energie- und Zeitkreises erfüllt sind.

Die addierten Signale werden mit einem 16 • 256-Vielkanalanalysator (VK) registriert. In den einzelnen Sektionen zu je 256 Kanälen werden nacheinander die Spektren registriert, die in den vier Stellungen mit je vier Einzelmessungen aufgenommen werden.

Die im Blockschaltbild (Abb. 3) mit einem Stern bezeichneten Stellen sollen andeuten, daß hier wahlweise die einzelnen Energiesignale bzw. Zeitsignale mit je einem Vielkanalanalysator (VK) während der Messung ständig kontrolliert wurden.

+) Lauch: HMI - Elektronik

Die Anordnung für die Messung der Polarisation der Neutronen aus der Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ war ganz analog der in Abb. 3 angegebenen.

5) Targets

Als Bor-Target wurde zu 95 % angereichertes+) elementares ^{11}B mit ca. 15 % Graphit vermischt. Dieses fein pulverisierte Gemisch wurde mit Wasser aufgeschwemmt und mit einem Pinsel auf eine Tantalunterlage aufgebracht. Der Graphit war notwendig, damit das Bor bei Beschuß mit Deuteronen haften blieb und damit der Wärmekontakt mit der Tantalunterlage gut genug war, um die auftretende Wärmeleistung abführen zu können.

Das so erzeugte Target war ca. 2.5 mg/cm^2 dick, das bedeutet für 5.5 MeV Deuteronen einen Energieverlust von ca. 250 keV. Abb. 6 zeigt ein mit dem Flugzeitspektrometer für schnelle Neutronen (Gra 67) aufgenommenes Spektrum der Reaktion $^{11}B(d,n)^{12}C$ mit dem so hergestellten Target. In der Nähe der hier interessierenden Neutronenlinien n_o und n_1 sind keine weiteren störenden Neutronengruppen durch mögliche Verunreinigungen im Target festzustellen. Gegen die Neutronen aus dem Übergang $^{11}B(d,n_2)^{12}C_{7.66}$ (Abb. 1) und der Reaktion $^{10}B(d,n)^{11}C$ konnte in der oben genannten Weise diskriminiert werden.

Als Stickstofftarget wurde $Si_3{}^{15}N_4$ verwendet, das in einer von Brüning (Brü 67) angegebenen Anordnung hergestellt wurde. Isotopenreines $^{15}N_2$-Gas wurde zusammen mit natürlichem Si-Pulver für 12 h auf 1450°C erhitzt; das so gewonnene $Si_3{}^{15}N_4$ wurde auch mit 15 % Graphit vermischt, fein pulverisiert, mit Wasser aufgeschwemmt und mit einem Pinsel auf eine Tantalunterlage aufgebracht. Dieses Target war ca. 4 mg/cm^2

+) Hergestellt von A.E.R.E. Harwell, England

dick, was etwa 360 keV Energieverlust für Deuteronen der Energie 5.5 MeV entspricht. Auch für dieses Target wurde mit dem Flugzeitspektrometer festgestellt, daß mögliche Targetverunreinigungen keine störenden Neutronengruppen erzeugten, gegen die nicht diskriminiert werden konnte. Die Verunreinigung von ^{14}N war kleiner als 1 %.

III Messungen und Diskussion der Ergebnisse

Im folgenden sollen die Messungen und ihre Ergebnisse beschrieben sowie qualitativ diskutiert werden, soweit dies ohne Vergleich mit vorhandenen Modellvorstellungen möglich ist. Ein solcher Vergleich wird in IV durchgeführt.

1) Die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$

Die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ wurde für zwei Deuteronenenergien E_d = 5.5 MeV und E_d = 4.35 MeV untersucht. Die Polarisation der Neutronen wurde mit der in Abschnitt II beschriebenen Apparatur für Reaktionswinkel zwischen $\Theta = 10^o$ und $\Theta = 162^o$ mit dem gleichen Target gemessen, das auch für die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes benutzt wurde. Die Öffnung des Winkelfilters betrug $\Delta\vartheta = 7.5^o$ und $\Delta\varphi = 26.5^o$ (siehe Abschnitt II 3). Die Meßdauer für einen Meßpunkt betrug im Mittel 5 h.

Die Zählraten für Links- und Rechtsstreuung sowie zugehörigem Untergrund wurden direkt mit einem Zähler (Abb. 3) registriert. Die Einzelmessungen wurden mit 3 Longcountern und einem Targetstromintegrator auf gleichen Neutronenfluß normiert.

Da die Winkelauflösung des Polarimeters relativ zum Target $\pm 7.5^o$ betrug, verursacht eine starke Änderung des differentiellen Wirkungsquerschnittes innerhalb dieses Winkelbereiches eine systematische Unsymmetrie (Bus 67). Hierauf wurden die gemessenen Asymmetriewerte korrigiert, jedoch war die Korrektur stets kleiner als 1.5 %. Die so korrigierten Asymmetriewerte A mit dem einfachen statistischen Fehler ΔA sind in Tabelle 1 angegeben.

Die Analysierkraft des Polarimeters, gemittelt über den durch das Winkelfilter zugelassenen Winkelbereich, wurde

Tabelle 1: Ergebnisse der Asymmetriewerte und Polarisationswerte für die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O_{g.s.}$

	E_d = 4.35 MeV				E_d = 5.50 MeV			
θ_{lab} (Grad)	A [%]	ΔA [%]	P [%]	ΔP [%]	A [%]	ΔA [%]	P [%]	ΔP [%]
10	- 21.8	5.0	-37.0	8.5	- 22.6	4.3	-36.0	7.0
20	- 17.9	4.3	-30.6	7.5	- 36.2	2.8	-57.9	4.5
30	- 19.8	2.6	-33.9	4.5	- 23.0	3.1	-37.2	5.0
45	- 15.0	4.0	-25.6	7.0	- .5	4.9	- .8	8.0
60	.6	4.4	1.0	7.5	21.1	4.2	35.1	7.0
75	6.1	4.2	10.0	7.0	5.2	2.9	8.8	5.0
80	4.4	4.0	7.2	6.5	- .3	2.6	- .5	4.5
105	8.0	3.4	12.8	5.5	- 3.6	2.6	- 6.1	4.5
120	- .7	3.4	- 1.1	5.5	- 7.6	3.3	-12.5	5.5
135	10.0	4.7	15.7	7.5	- 11.0	4.9	-17.9	8.0
150	28.0	3.2	43.6	5.0	17.2	4.6	27.6	7.5
162	32.4	4.5	50.1	7.0	24.6	4.6	39.4	7.5

mit einem Algol-Programm (Bus 67) an der Siemens-Rechenanlage 2002 des Hahn-Meitner-Institutes berechnet. Die hierzu benutzten Streuphasen der n-^{4}He-Streuung sind der Arbeit von Hoop und Barschall (HooB 66) entnommen. Mit der so berechneten mittleren energieabhängigen Analysierkraft des Polarimeters von 60 - 80 % wurden die in Tabelle 1 angegebenen Polarisationswerte P mit dem Fehler $\pm$ ΔP berechnet.

Die Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes wurde mit demselben Target, mit dem die Polarisation untersucht wurde, gemessen. Diese Messung wurde mit der Flugzeitapparatur des Hahn-Meitner-Institutes, Sektor Kernphysik, (Gra 67) in Winkelschritten von 5° bis zu einem Reaktions-

winkel $\Theta = 170^{\circ}$ durchgeführt. Die gemessene Winkelverteilung wurde auf die Energieabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit des Szintillators korrigiert. In Abb. 5 sind die in das Schwerpunktsystem umgerechneten Winkelverteilungen angegeben.

Von Weil und Jones (WeiJ 58) wird für $\Theta = 0^{\circ}$ die Anregungsfunktion für die Reaktion $^{15}N(d,n_o)$ angegeben. Sie zeigt bei $E_d = 4.35$ MeV keine ausgeprägte Compoundkernresonanz, was man für $E_d = 5.5$ MeV auch angenähert annehmen kann (siehe Abb. 4). Die Energien, für die diese Reaktion untersucht wurde, sind in Abb. 4 angegeben zusammen mit den entsprechenden Energieverschmierungen, die durch die endliche Targetdicke verursacht werden.

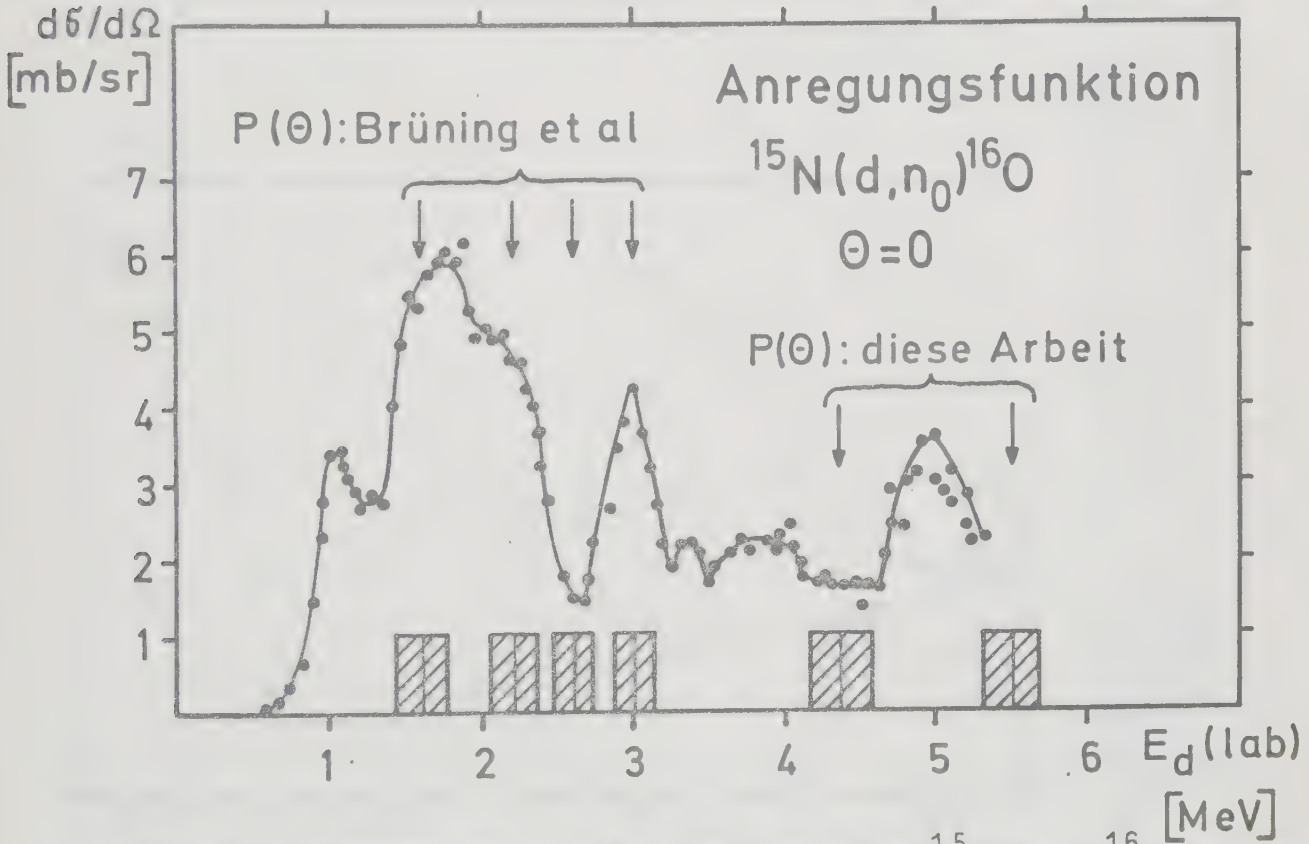

Abb. 4: Die Anregungsfunktion der Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ wurde der Arbeit von Weil und Jones (WeiJ 58) entnommen. Eingezeichnet sind die Energiebereiche, für die die Polarisation $P_{(\Theta)}$ von Brüning et al. (BrüB 66) und in dieser Arbeit gemessen wurden.

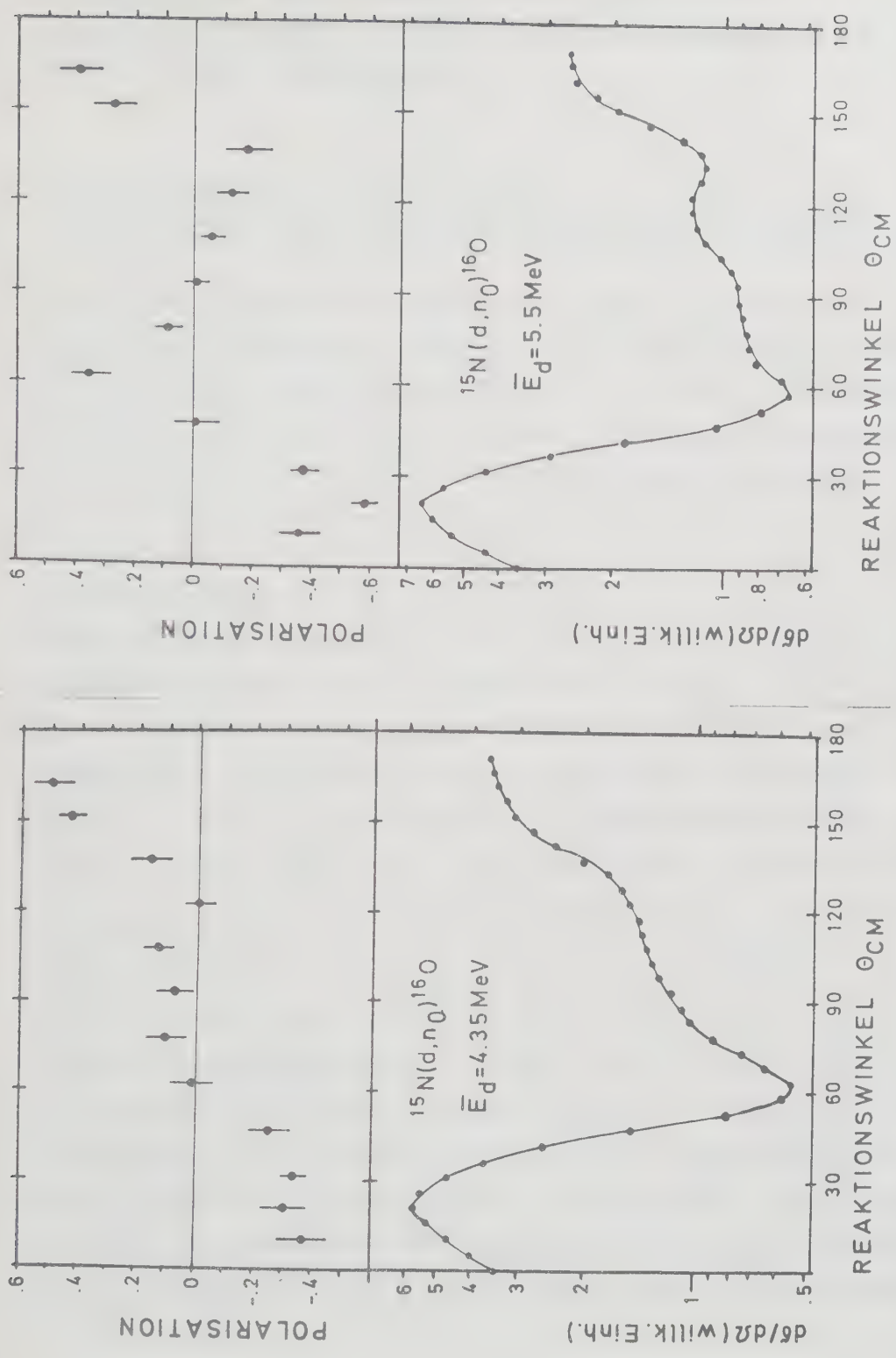

Abb. 5: Ergebnisse der Messungen für die Reaktion $^{15}N(d,n_0)^{16}O$ für die Deuteronenenergien Ed = 4.35 MeV und Ed = 5.50 MeV. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und die Polarisation sind untereinander als Funktion des Reaktionswinkels im Schwerpunktsystem Θ_{CM} aufgetragen. Die ausgezogene Kurve ist eine Verbindung der Meßpunkte des differentiellen Wirkungsquerschnittes.

Die Ergebnisse der Messung der Polarisation und der Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes sind in Abb. 5 angegeben.

2) Die Reaktion $^{11}B(d,n_o)^{12}C_{g.s.}$ und $^{11}B(d,n_1)^{12}C_{4.43}$

Die Polarisation der Neutronen wurde mit der in Abb. 3 angegebenen Anordnung gemessen. Für diese Reaktion betrug die Öffnung des Winkelfilters $\Delta\vartheta = 4^o$ und $\Delta\varphi = 14^o$. Dieses enge Winkelfilter war nötig, um die beiden Neutronengruppen bzw. die zugehörigen Gruppen von α-Teilchen trennen zu können. Abb. 7 zeigt das Energieverlustspektrum der α-Teilchen in den beiden Proportionalzählern L1 und L2 (Abb. 3); der Untergrund wurde in diesem Spektrum schon abgezogen, er betrug maximal 20 %. Zum Vergleich ist auch ein Flugzeitspektrum angegeben (Abb. 6). Zur Auswertung wurden alle registrierten Einzelspektren aufeinander normiert und nach Abzug des Untergrundes aufaddiert. Das so erhaltene Summenspektrum (Abb. 7) wurde dazu benutzt, um das Minimum zwischen den beiden Linien möglichst gut festzulegen. Dies war innerhalb von 4 - 8 Kanälen stets eindeutig möglich. Die Änderung der Asymmetriewerte, wenn die Trennung an verschiedenen Stellen innerhalb der 4 - 8 Kanäle durchgeführt wurde, betrug maximal .3 %. Ein weiterer Test für die Güte der Trennung dieser beiden Neutronengruppen war der Vergleich des Verhältnisses der Intensitäten der beiden Linien, die einerseits mit dem Polarimeter und andererseits mit der Flugzeitapparatur gemessen wurden. Diese ergaben innerhalb des statistischen Fehlers den gleichen Wert, wenn man die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der n-p- und n-^{4}He-Streuung berücksichtigt.

Nachdem die Kanalzahl des Minimums festgelegt war, wurden die entsprechenden Zählraten aufsummiert und aus ihnen die Asymmetriewerte berechnet. Diese Werte wurden nicht auf die Änderung des differentiellen Wirkungsquerschnittes korrigiert, da sich dieser nicht sehr stark innerhalb der Winkelöffnung

des Polarimeters von $\pm$ 7.5° relativ zum Target ändert. Aus den entsprechenden Rechnungen für die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ ergab sich, daß eine solche Korrektur stets kleiner als .3 % gewesen wäre.
Die in Tabelle 2 angegebenen Asymmetrien $A \pm \Delta A$ sind die gemessenen Asymmetriewerte. Die Polarisationswerte $P \pm \Delta P$ wurden mit den Streuphasen von Hoop und Barschall berechnet (HooB 66).
Für die Reaktion $^{11}B(d,n)^{12}C$ wurde mit der Flugzeitapparatur (Gra 67) neben der Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für E_d = 5.5 MeV auch eine Anregungsfunktion mit einem dünnen Target (30 keV) für die beiden hochenergetischen Neutronengruppen n_o und n_1 für Deuteronenenergien zwischen 5 und 6 MeV in 100 keV-Schritten für die Reaktionswinkel θ = 0° und θ = 22.5° gemessen. Zum Anschluß an die der Arbeit von Class et al. (ClaP 65) entnommenen Anregungsfunktion für die gleichen Übergänge wurde auch ein Punkt für E_d = 4.7 MeV gemessen. Angeschlossen wurde an die n_o-Neutronengruppe für θ = 0° und E_d = 4.7 MeV (Abb. 8), das heißt alle angegebenen Wirkungsquerschnitte für größere Deuteronenenergien beziehen sich auf diesen Punkt. Die relative Intensität der Neutronen aus dem Übergang in den 1. angeregten Zustand von ^{12}C zu dem Grundzustandsübergang ist 40 % kleiner,als sie von Class et al. (ClaP 65) angegeben wird. Die genannten Autoren benutzten ein Neutronen-Spektrometer mit wesentlich schlechterer Energieauflösung als die hier angewandte Flugzeitmethode. Die in einer Polyäthylenfolie erzeugten Rückstoßprotonen wurden mit einem dE/dx-Proportional- und E-Szintillationszähler in Koinzidenz nachgewiesen (ClaP 65). Dieses Verfahren ist gegenüber einem störenden Untergrund sehr empfindlich, so daß hier durchaus ein Meßfehler vorliegen kann.

In Abb. 9 ist die gemessene Anregungsfunktion für θ_{CM} = 0° und θ_{CM} = 24° +) angegeben.

+) θ_{CM} ist der Reaktionswinkel im Schwerpunktsystem.

Tabelle 2: Ergebnisse der Asymmetriewerte und Polarisationswerte für die Reaktionen $^{11}B(d,n_o)^{12}C_{g.s.}$ und $^{11}B(d,n_1)^{12}C_{4.43}$ bei der Deuteronenenergie E_d = 5.50 MeV

	$^{11}B(d,n_o)^{12}C_{g.s.}$				$^{11}B(d,n_1)^{12}C_{4.43}$			
Θ_{lab} Grad	A [%]	ΔA [%]	P [%]	ΔP [%]	A [%]	ΔA [%]	P [%]	ΔP [%]
10	2.3	10.0	3.5	15.3	2.0	4.5	3.3	7.4
20	- 2.5	7.2	- 3.8	11.0	- 6.8	3.7	-11.3	6.1
30	5.5	6.5	8.5	10.0	- 7.0	3.2	-11.8	5.4
40	12.0	7.0	18.5	10.8	- 3.5	3.8	- 6.0	6.5
50	15.1	4.8	23.4	7.4	- 4.9	2.7	- 8.4	4.6
60	14.4	6.7	22.3	10.4	- 6.2	2.8	-10.6	4.8
70	7.0	7.4	10.9	11.5	- 1.1	2.8	- 1.9	4.8
80	1.5	8.5	2.3	13.2	3.3	2.5	5.5	4.2
90	-19.8	8.4	-30.7	13.0	5.4	2.5	8.6	4.0
100	-13.3	7.2	-20.5	11.1	3.3	2.6	5.3	4.2
110	- 8.0	5.6	-12.3	8.6	2.2	2.4	3.5	3.8
120	2.4	4.8	3.7	7.4	- 3.1	2.4	- 4.8	3.7
130	10.5	4.2	16.5	6.6	- 5.5	2.1	- 8.5	3.3
140	13.8	2.8	21.9	4.5	- 7.2	1.4	-11.0	2.1
150	23.0	4.3	37.0	6.9	- 6.0	2.3	- 9.1	3.5
160	18.5	4.2	30.0	6.8	- 7.0	2.2	-10.6	3.3

Man entnimmt dieser Darstellung, daß für E_d = 5.5 MeV die beiden Übergänge keine ausgeprägten Compoundkernresonanzen aufweisen. Für den Übergang in das 4.43 MeV Niveau im ^{12}C-Endkern deutet sich für E_d = 5.7 MeV und $\Theta_{C.M.}$ = 24° ein breites flaches Maximum an. In Abb. 8 und 9 ist die Energie und Energiebreite eingezeichnet, für die die Polarisation und der differentielle Wirkungsquerschnitt gemessen wurde.

Auch für diese Reaktion wurde mit dem gleichen Target, an dem die Polarisation untersucht wurde, die Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes gemessen. Abb. 6 zeigt ein Flugzeitspektrum der Reaktion $^{11}B(d,n)^{12}C$ mit diesem Target.

Die Ergebnisse der Messung der Polarisation und des differentiellen Wirkungsquerschnittes sind in Abb. 10 und Abb. 11 angegeben. Die gemessene Anregungsfunktion ist in Abb. 9 aufgetragen.

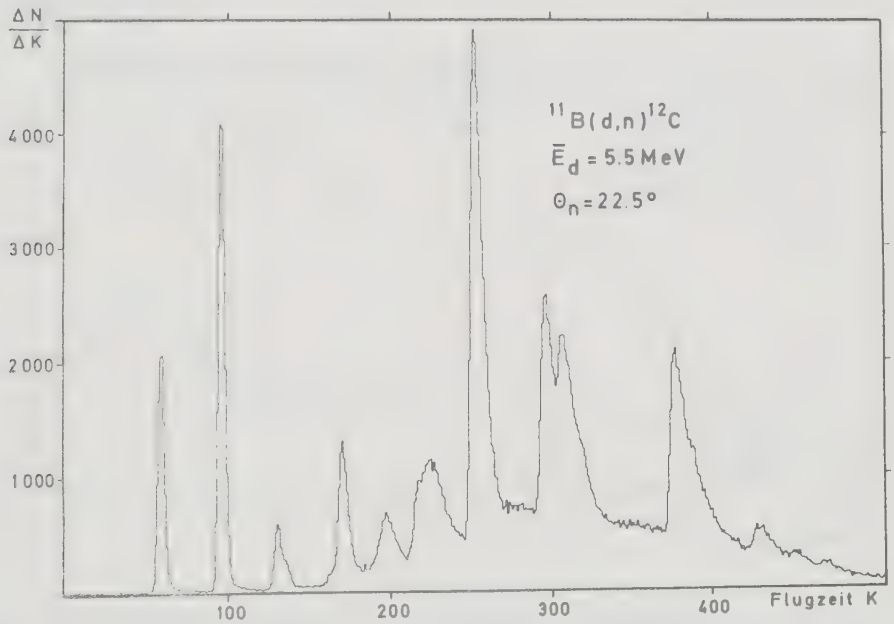

Abb. 6: Flugzeitspektrum für die Reaktion $^{11}B(d,n)^{12}C$, das mit dem gleichen dicken Target gemessen wurde, mit dem auch die Polarisation gemessen wurde. Das Target enthielt auch Kohlenstoff im natürlichen Isotopengemisch. Die Flugstrecke betrug 8 m. Die Linie bei Kanal 61 entspricht dem Grundzustandsübergang, und die Linie bei Kanal 97 entspricht dem Übergang in den 1. angeregten Zustand von ^{12}C. Die Energieunschärfe auf Grund der endlichen Targetdicke ist an der Zunahme der Halbwertsbreite für sehr langsame Neutronen zu erkennen.

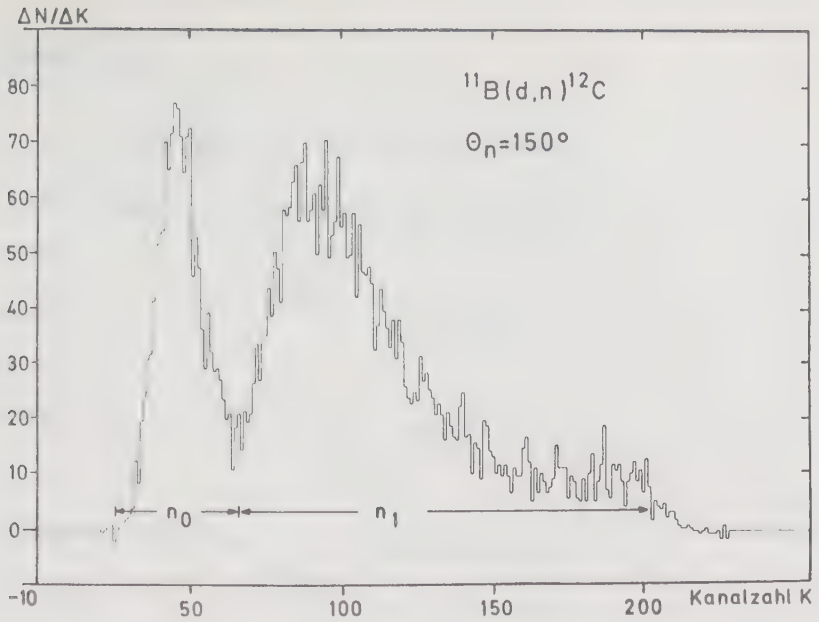

Abb. 7: Energiespektrum der α-Teilchen, die durch Streuung von Neutronen aus der Reaktion $^{11}B(d,n_0)^{12}C$ bzw. $^{11}B(d,n_1)^{12}C_{4.43}$ an ^4He erzeugt wurden. Das Spektrum zeigt die Verteilung der Summenimpulse der beiden Proportionalzähler L1 und L2 (siehe Abb. 3); die Impulse wurden nur dann registriert, wenn alle 7 Koinzidenzforderungen der Abb. 3 erfüllt waren.

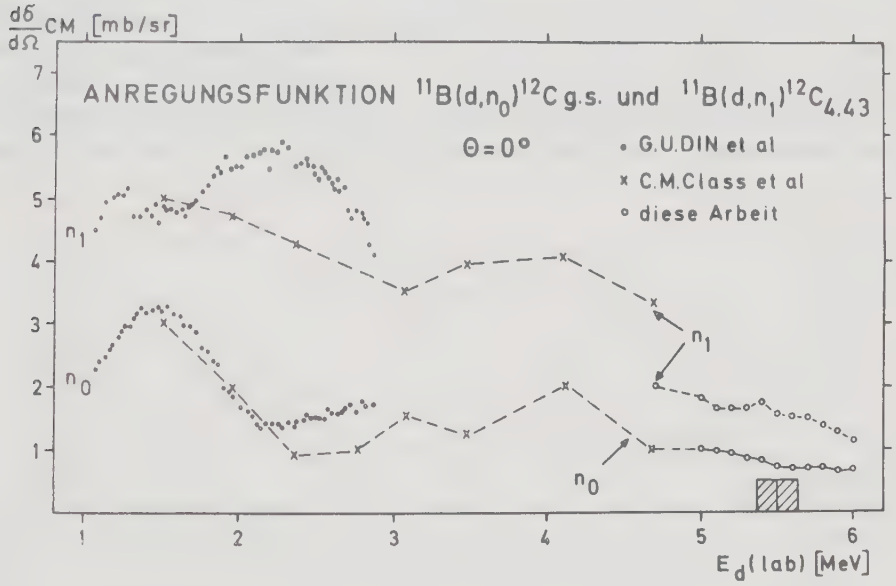

Abb. 8: Die in dieser Arbeit gemessene Anregungsfunktion wurde an den Wert von Class et al. (ClaP 65) für den Grundzustandsübergang (n_0) bei Ed = 4.7 MeV angepaßt. Zwischen Ed = 1 und 3 MeV wurde die Anregungsfunktion auch von Din et al. (DinN 67) gemessen.

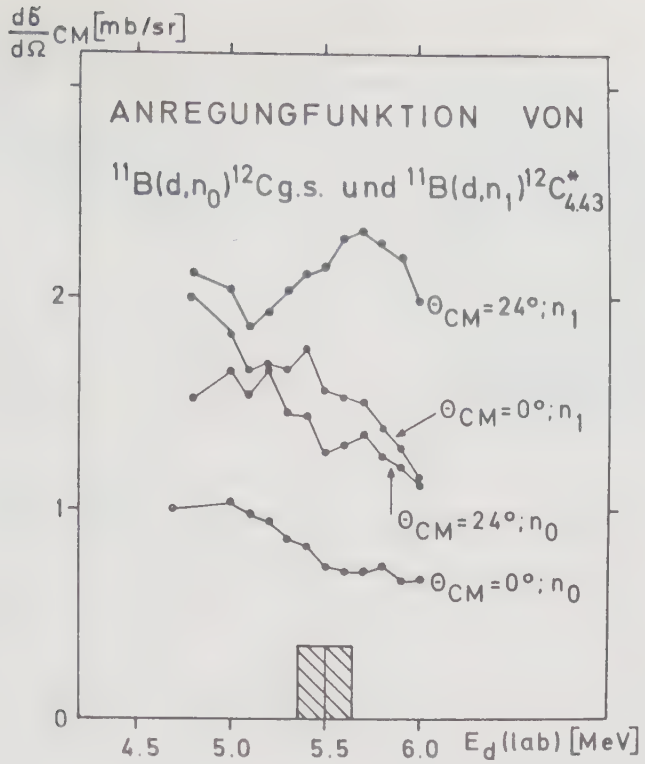

Abb. 9: Anregungsfunktion der Reaktion $^{11}B(d,n_0)^{12}C$ für Deuteronenenergien zwischen 4.7 und 6 MeV. Der angegebene Wirkungsquerschnitt in mb/sr gilt nur relativ zu dem Wert von Class (ClaP 65) für den Grundzustandsübergang bei $\theta = 0^o$ und Ed = 4.7 MeV. Eingezeichnet ist auch die Energie und Energieverschmierung, für die die Polarisation gemessen wurde.

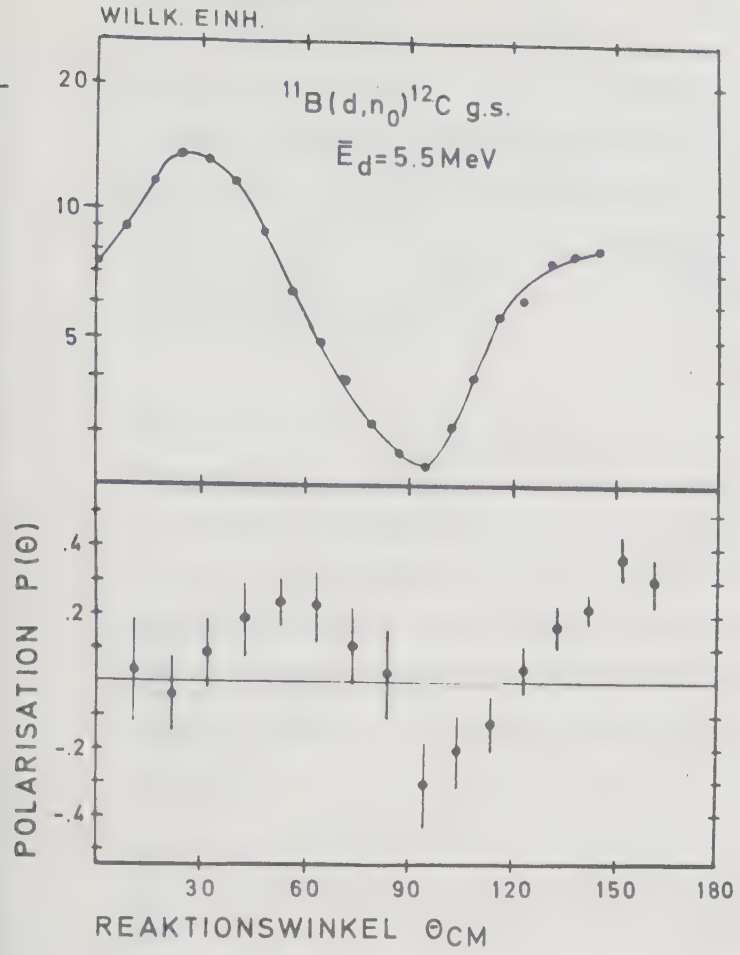

Abb. 10:

Ergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und Polarisation der Neutronen aus der Reaktion $^{11}B(d,n_o)^{12}Cg.s.$; $\Theta_{C.M.}$ ist der Reaktionswinkel im Schwerpunktsystem. Die Energie der Deuteronen betrug Ed = 5.5 MeV.

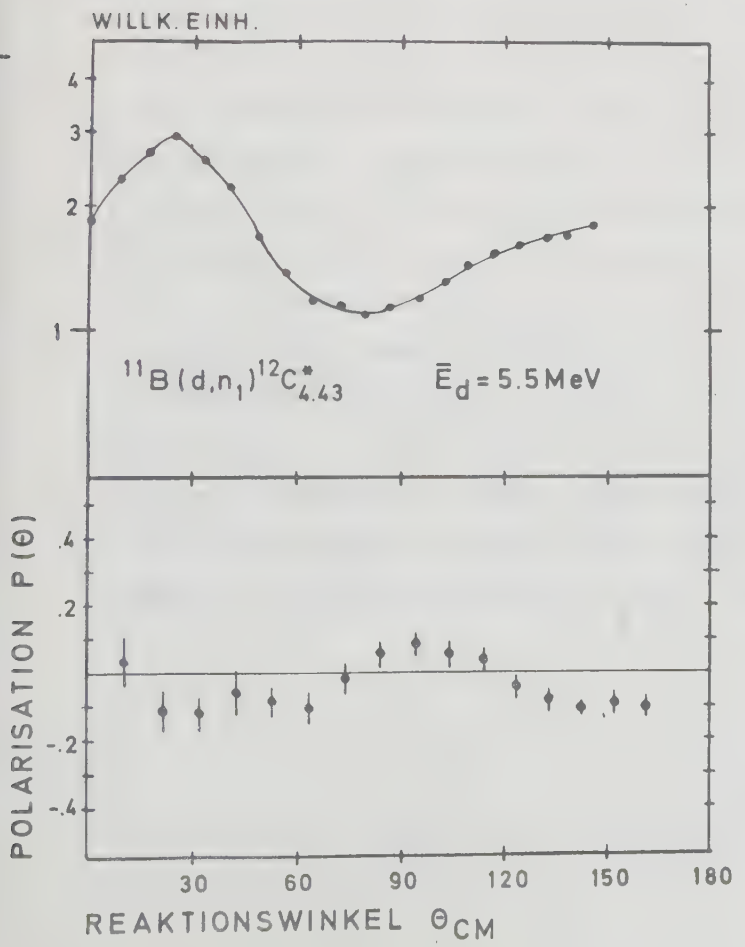

Abb.11:

Ergebnisse für die Reaktion $^{11}B(d,n_1)^{12}C_{4.43}$

3) Diskussion

Die im folgenden diskutierten Reaktionen werden durch den übertragenen Bahndrehimpuls ℓ und den Gesamtdrehimpuls $j_P = \ell \pm 1/2$ charakterisiert. Dabei gilt für die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O_{g.s.}$: $\ell = 1$ und $j_P = 1/2$, für $^{11}B(d,n_o)^{12}C_{g.s.}$: $\ell = 1$ und $j_P = 3/2$ und für $^{11}B(d,n_1)^{12}C_{4.43}$: $\ell = 1$ und $j_P = 1/2$ (CohK 67).

Die Anregungsfunktionen (Abb. 4, 8, 9) der hier untersuchten Reaktionen zeigen für die Energien, für die die Polarisation und der differentielle Wirkungsquerschnitt gemessen wurde, keine ausgeprägten Compoundkernresonanzen. Die gemessenen Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes haben ausgeprägte Vorwärtsmaxima, die für direkte Strippingreaktionen mit einem Bahndrehimpulsübertrag von $\ell = 1$ typisch sind.

Die Winkelverteilung der Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ weist für $E_d = 4.35$ MeV und $E_d = 5.5$ MeV (Abb. 5) bei 60° ein relativ starkes Minimum auf, in dem die Intensität nur noch 10 % der Intensität im Strippingmaximum beträgt. Dieses Minimum ist bei 5.9 MeV (FuchG 67) nur schwach ausgebildet. Dagegen ist bei dieser Energie ein zweites Minimum bei $\theta = 90^\circ$ stark ausgeprägt, welches bei $E_d = 5.5$ MeV nur noch schwach angedeutet und bei 4.35 MeV völlig verschwunden ist. Ein drittes Minimum bei $\theta = 130^\circ$ ist für $E_d = 5.5$ MeV deutlich zu erkennen, während es für $E_d = 4.35$ MeV nur schwach angedeutet ist. Unter sehr großen Rückwärtswinkeln von $\theta \approx 170^\circ$ hat die Winkelverteilung ein relativ großes Rückwärtsmaximum, das für $E_d = 5.5$ MeV nicht mehr so ausgeprägt ist wie für $E_d = 4.35$ MeV. Leider haben Fuchs et al. (FuchG 67) nur bis 135° gemessen, so daß das Verhalten dieser beiden Strukturen bei der höheren Energie nicht bekannt ist.

Im Bereich dieser Rückwärtsmaxima des differentiellen Wirkungsquerschnittes wurden auffallend große positive Polarisationen gefunden (Abb. 5). Bei kleineren Winkeln kann der Verlauf der Winkelverteilung der Polarisation als Fortsetzung des Trends verstanden werden, den Brüning et al. (BrüB 66) für E_d = 1.6, 2.2, 2.6 und 3 MeV gefunden haben: große negative Polarisationen für kleine Winkel und im Winkelbereich $\theta = 60^\circ - 100^\circ$ ein Anstieg zu positiven Polarisationen bzw. Werten nahe Null. Ein Vergleich für große Reaktionswinkel ist nicht möglich, da sich die Autoren auf Winkel kleiner als 140° beschränkt haben. Polarisationsdaten für weitere Deuteronenenergien sind nicht bekannt.

Eine signifikante Korrelation zwischen der Form des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Polarisation ist nicht zu erkennen. Man kann jedoch feststellen, daß die Polarisation in der Nähe des Minimums nach dem Strippingmaximum und vor dem Rückwärtsmaximum einen Nulldurchgang hat bzw. sich dem Wert 0 nähert[+)]. Im Bereich des ersten Minimums finden Brüning et al. (BrüB 66) ein ähnliches Verhalten, während für große Reaktionswinkel, wie schon oben erwähnt, ein Vergleich nicht möglich ist.

Mit wachsender Deuteronenenergie werden die Minima in der Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei 60° und 90° stärker ausgeprägt. Nach Schiffer und Lee (LeeS 64) (SchiL 66) sollen solche Minima charakteristisch für direkte Reaktionen mit $j_p = \ell - 1/2$ sein, wobei $\ell = 1$ ist. Parallel mit dem Trend der stärkeren Strukturierung in der Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes vergrößert sich die Variation der Polarisation als Funktion des Winkels. Auffällig ist bei 5.5 MeV ein positives Maximum der Polarisation von + 35 % an der Stelle des ersten Minimums der Winkelverteilung. Das ist besonders auch deshalb interessant, weil dort der Compoundkernbeitrag relativ am größten sein sollte.

+) Für die Reaktion $^{14}N(d,n_o)^{15}O$ (MeiPW 67) ist diese Regel erfüllt, dagegen nicht für $^{12}C(d,n_o)^{13}N$ (LawP 66).

Mehr als diese sehr qualitativen Bemerkungen kann man über den Zusammenhang der Polarisation und des Schiffer-Lee-Effektes, der sich ja in der Form der Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes äußert, den vorliegenden experimentellen Daten nicht entnehmen.

Die beiden Übergänge der Reaktion $^{11}B(d,n_0)^{12}C$ waren im Zusammenhang mit dem Schiffer-Lee-Effekt speziell von Interesse, da man hier für den gleichen Ausgangskern zwei Übergänge mit $j_p = \ell \pm 1/2$ hat. Die Form der Winkelverteilung ist in beiden Fällen durch den Bahndrehimpulsübertrag $\ell = 1$ bestimmt. Dem ausgeprägten Minimum um 95° beim Grundzustandsübergang mit $j_p = 3/2$ entspricht ein flacheres Minimum um 90° beim Übergang zum angeregten Zustand mit $j_p = 1/2$ (Abb. 11), während die j-Abhängigkeit nach Schiffer und Lee gerade umgekehrt sein sollte. Dem starken Rückwärtsmaximum im ersten Fall entspricht ein weniger starker Anstieg im zweiten. Eine charakteristische j-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes liegt also nicht vor.

Im Gegensatz hierzu zeigen die Polarisationen als Funktion des Winkels in beiden Fällen ein gegenläufiges Verhalten. Beim Grundzustandsübergang findet sich ein Maximum bei 50°, ein Minimum bei 90° und ein weiteres Maximum bei 150°. Beim anderen Übergang liegen im Bereich dieser Winkel gerade Extrema des entgegengesetzten Vorzeichens vor. Die Absolutbeträge der Extrema sind im zweiten Fall kleiner als im ersten; dies ist vielleicht im Zusammenhang mit dem flacheren Verlauf des Wirkungsquerschnittes zu sehen. Die Polarisation hat wiederum, wie für die Reaktion $^{15}N(d,n_0)^{16}O$, in der Nähe des Minimums des differentiellen Wirkungsquerschnittes einen Nulldurchgang, aber nicht jeder Nulldurchgang entspricht einem Minimum des differentiellen Wirkungsquerschnittes.

Für die Reaktion $^{11}B(d,n_0)^{12}C_{g.s.}$ ist auffallend, daß die Polarisation innerhalb des Minimums des differentiellen Wirkungsquerschnittes, wo der Compoundkernanteil relativ am größten sein sollte, ein negatives Maximum von - 30 % hat.

Reber und Saladin (RebS 64) haben aufgrund von Polarisationsmessungen nach (d,p)-Reaktionen die empirische Regel aufgestellt, im Bereich des Strippingmaximums sei die Polarisation negativ für Übergänge mit $j = \ell - 1/2$, dagegen positiv (oder nahe Null) für $j = \ell + 1/2$. Diese Regel ist, wie im Fall der Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$, für beide untersuchten Übergänge der Reaktion $^{11}B(d,n)^{12}C$ erfüllt. Interessant ist dabei, daß das in der Regel ausgesprochene entgegengesetzte Verhalten der Polarisation sich zu größeren Winkeln fortsetzt. Die j-Abhängigkeit der Polarisation der letztgenannten Reaktion zeigt also das erwartete Verhalten, während der differentielle Wirkungsquerschnitt ein dem Schiffer-Lee-Effekt nahezu entgegengesetztes Verhalten zeigt.

Bei anderen Deuteronenenergien liegen für die Reaktion $^{11}B(d,n)^{12}C$ jedoch teilweise ganz andere Verhältnisse vor.

Für den Grundzustand gilt folgendes: Bei 2.8 MeV (BüßC 64) ist der Verlauf ganz ähnlich wie in dieser Arbeit bei 5.5 MeV gefunden: Die Polarisation ist positiv zwischen 15° und 70° und oberhalb 120°; dazwischen liegt ein Minimum bei 100°. Bei (9.3 $\pm$ 1.2) MeV (SmoT 64) sind die beiden Maxima bei großen (hier 135°) und kleinen Winkeln (hier 30°) ebenso vorhanden, doch hat sich zusätzlich zu dem erwähnten Minimum ein zweites bei 60° gebildet, so daß zwischen diesen Minima ein weiteres kleines Maximum bei 80° entstand. Unter sehr großen Rückwärtswinkeln $\theta = 150^\circ$ haben diese Autoren allerdings wieder eine negative Polarisation gemessen.

Die Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes ändert sich ebenfalls stark mit der Deuteronenenergie: Während sie bei 2.8 MeV (ClaP 65) nahezu isotrop ist, zeigt sie bei 5.5 MeV die erwähnten Maxima bei kleinen und großen Winkeln: bei 10 MeV (ZeiF 58) schließlich ist das Rückwärtsmaximum wieder verschwunden, und die Verteilung ist nach dem Strippingmaximum ab 50° annähernd konstant.

Das Rückwärtsmaximum der Polarisation ist also für E_d = 2.8 und 9.3 MeV nicht mit einem Rückwärtsmaximum des differentiellen Wirkungsquerschnittes korreliert. Dagegen ist für E_d = 5.5 MeV das Rückwärtsmaximum der Polarisation im Bereich des großen Rückwärtsmaximums des differentiellen Wirkungsquerschnittes fast doppelt so groß (+ 37 %) wie bei den anderen Energien.

Anders sind die Verhältnisse bei dem Übergang zum angeregten Zustand: Bei 2.8 MeV verläuft die Polarisation gerade mit entgegengesetztem Vorzeichen wie bei 5.5 MeV (soweit gemessen, das heißt bis 90°). Dort ist die Reber-Saladin-Regel also nicht erfüllt. Bei 9.3 MeV ist die Verteilung dem Vorzeichen nach ähnlich wie bei 5.5 MeV, doch ist das erste Minimum stärker ausgeprägt und das darauf folgende Maximum nach 140° verschoben. Ein zweites Minimum wurde nicht mehr festgestellt.

Die zugehörige Winkelverteilung des Wirkungsquerschnittes hat für E_d = 2.8 MeV ein sehr flaches Maximum bei 0° und ein flaches Minimum bei 120°; für größere Energien verschiebt sich das Vorwärtsmaximum nach $\theta = 25^\circ$; das Minimum liegt für 5.5 MeV bei 80° und für 10 MeV bei 40°. Bei der letzten Energie gibt es noch zwei weitere, allerdings sehr kleine Maxima bei $\theta = 60^\circ$ und 120°.

Der Absolutbetrag der Polarisation in den Extremen ist für den Übergang zum angeregten Zustand auffällig klein, verglichen mit ähnlichen Reaktionen wie $^{15}N(d,n_o)^{16}O$, $^{12}C(d,n_o)^{13}N$ (SawP 66) und $^{14}N(d,n_o)^{15}O$ (MeiPW 67). Dies ist möglicherweise im Zusammenhang mit einer anderen Anomalie zu sehen, die in der (d,n)-Reaktion zu diesem Zustand beobachtet wurde. Im Gegensatz zur analogen (^{3}He,d)-Reaktion (CroL 67, BohH 68) bei $E_{^3He}$ = 10 bzw. 11 MeV liefert die (d,n)-Reaktion (FuchG 67) bei E_d = 6 MeV für diesen Übergang einen spektroskopischen Faktor, der von den theo-

Das Rückwärtsmaximum der Polarisation ist also für E_d = 2.8 und 9.3 MeV nicht mit einem Rückwärtsmaximum des differentiellen Wirkungsquerschnittes korreliert. Dagegen ist für E_d = 5.5 MeV das Rückwärtsmaximum der Polarisation im Bereich des großen Rückwärtsmaximums des differentiellen Wirkungsquerschnittes fast doppelt so groß (+ 37 %) wie bei den anderen Energien.

Anders sind die Verhältnisse bei dem Übergang zum angeregten Zustand: Bei 2.8 MeV verläuft die Polarisation gerade mit entgegengesetztem Vorzeichen wie bei 5.5 MeV (soweit gemessen, das heißt bis 90°). Dort ist die Reber-Saladin-Regel also nicht erfüllt. Bei 9.3 MeV ist die Verteilung dem Vorzeichen nach ähnlich wie bei 5.5 MeV, doch ist das erste Minimum stärker ausgeprägt und das darauf folgende Maximum nach 140° verschoben. Ein zweites Minimum wurde nicht mehr festgestellt.

Die zugehörige Winkelverteilung des Wirkungsquerschnittes hat für E_d = 2.8 MeV ein sehr flaches Maximum bei 0° und ein flaches Minimum bei 120°; für größere Energien verschiebt sich das Vorwärtsmaximum nach θ = 25°; das Minimum liegt für 5.5 MeV bei 80° und für 10 MeV bei 40°. Bei der letzten Energie gibt es noch zwei weitere, allerdings sehr kleine Maxima bei θ = 60° und 120°.

Der Absolutbetrag der Polarisation in den Extremen ist für den Übergang zum angeregten Zustand auffällig klein, verglichen mit ähnlichen Reaktionen wie $^{15}N(d,n_o)^{16}O$, $^{12}C(d,n_o)^{13}N$ (SawP 66) und $^{14}N(d,n_o)^{15}O$ (MeiPW 67). Dies ist möglicherweise im Zusammenhang mit einer anderen Anomalie zu sehen, die in der (d,n)-Reaktion zu diesem Zustand beobachtet wurde. Im Gegensatz zur analogen (^{3}He,d)-Reaktion (CroL 67, BohH 68) bei $E_{^3He}$ = 10 bzw. 11 MeV liefert die (d,n)-Reaktion (FuchG 67) bei E_d = 6 MeV für diesen Übergang einen spektroskopischen Faktor, der von den theo-

IV Vergleich der Ergebnisse mit den Modellvorstellungen direkter Reaktionen

Im folgenden sollen die vorliegenden Ergebnisse mit vorhandenen Modellvorstellungen für direkte Reaktionen verglichen werden, also speziell mit der Stripping-Theorie in konventioneller DWBA,[+)] mit der WBP-[+)]Theorie und mit einer Theorie, die die Möglichkeit von Austauschstripping berücksichtigt. Die direkte Reaktion beschreibt allerdings nur den Typ der Wechselwirkung, bei der nur soviel Freiheitsgrade berücksichtigt werden, wie notwendig sind, um den Eingangs- und Ausgangskanal zu charakterisieren. Die oben angeführten Modelle berücksichtigen nur diese und keine anderen Freiheitsgrade. Ein anderer Typ der Wechselwirkung liegt bei der Compoundkernreaktion vor mit einer komplizierten Anregung von vielen Freiheitsgraden.

Die Energie der einlaufenden Deuteronen war bei den vorliegenden Experimenten nicht so groß, daß von vornherein Compoundkernbeiträge als vernachlässigbar angesehen werden konnten, deshalb soll zunächst auf diese Beiträge zur Reaktion eingegangen werden.

1) Compoundkernreaktion im Gegensatz zur direkten Reaktion

Die Klassifikation der beiden Reaktionstypen mithilfe von jeweils relevanten Freiheitsgraden führt nicht zu einem mathematischen Formalismus, in dem die beiden Anteile getrennt behandelbar sind. Dagegen bietet sich durch die unterschiedliche Zeitverzögerung zwischen ein- und auslaufenden Wellenpaketen eine Möglichkeit an, die beiden Prozesse zu trennen (RetA 67). Die Zeitverzögerung unter extremen Compoundkernbedingungen ist mindestens 10^4mal größer als

---

+) DWBA bzw. WBP ist eine Abkürzung für Distorded Wave Born Approximation bzw. Weakly Bound Projectile.

bei einer direkten Reaktion. Nach Goldberger und Watson (GolW 64) ist die Zeitverzögerung proportional der logarithmischen Ableitung desjenigen S-Matrixelementes nach der Energie, welches den Übergang in den betrachteten Ausgangskanal beschreibt, das heißt aber, daß der Compoundkernanteil des Wirkungsquerschnittes eine stärkere Energievariation zeigen sollte als der direkte Anteil der Reaktion. Dieses Verfahren zur mathematischen Trennung der beiden Reaktionstypen liefert jedoch noch keine Anweisung zur konkreten Berechnung des direkten Anteils. Vielmehr ist dies das Ziel der Theorie direkter Reaktionen, die dazu geeignete Modelle zugrunde legt und angemessene Näherungen einführt.

Nach Feshbach (Fes 67) läßt sich die Reaktionsamplitude $R_{(E)}$ zerlegen in einen langsam mit der Energie veränderlichen bzw. konstanten Anteil R^{DI} und einen schnell mit der Energie fluktuierenden Anteil $R^{fl}{}_{(E)}$, also:

$$R_{(E)} = R^{DI} + R^{fl}{}_{(E)}$$

wobei

$$R^{fl}{}_{(E)} = i \sum_{\mu} \frac{a_{\mu}}{E-E_{\mu}+\frac{i}{2}\Gamma} \quad .$$

Summiert wird über sämtliche angeregten Niveaus des Zwischenkernes mit der Resonanzenergie E_{μ}, die innerhalb eines endlichen vorgegebenen Energieintervalles ΔE liegen, wobei dieses Mittelungsintervall ΔE größer als die mittlere Niveaubreite Γ sein sollte. In den hier vorliegenden Fällen war ΔE gleich der durch das Target verursachten Energieverschmierung von ca. 300 keV. Im Rahmen des statistischen Modells wird nun angenommen, daß innerhalb von ΔE die Phasen der Amplituden a_{μ} statistisch verteilt sind. Falls dann weiter der mittlere Niveauabstand D_o klein gegenüber der

mittleren Niveaubreite Γ ist ($\Gamma/D_o \gg 1$), so läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt im Energiemittel schreiben als:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}^{DI} + \frac{d\sigma}{d\Omega}^{CN}$$

wobei die Interferenzterme im Energiemittel wegfallen.

Analog läßt sich die Vektorpolarisation der emittierten Teilchen schreiben als (LamD 66):

$$\langle P \rangle = P^{DI} + \langle P^{fl} \rangle$$

$\langle P^{fl} \rangle$ verschwindet im Energiemittel (LamD 66).
Das heißt aber, daß nur der Bruchteil $\frac{d\sigma}{d\Omega}^{DI} / \frac{d\sigma}{d\Omega}$ der Sekundärteilchen den Polarisationsgrad P^{DI} hat, während der Rest $\frac{d\sigma}{d\Omega}^{CN} / \frac{d\sigma}{d\Omega}$ unpolarisiert ist. Damit erhält man nun für die gemessene Polarisation P_{EXP}:

$$P_{EXP} = P^{DI} \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}^{DI}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}^{DI} + \frac{d\sigma}{d\Omega}^{CN}}$$

Eine Abschätzung des mittleren Niveauabstandes D_o im Rahmen des Fermi Gas-Modells ergibt für ^{15}N + d: $D_o \approx 35$ keV und für ^{11}B + d: $D_o \approx 60$ keV, beides für Deuteronenenergien von 5.5 MeV. Durch Extrapolation zu leichten Kernen aus einer von Ericson und Mayer-Kuckuk (EriM 66) angegebenen Tabelle für die mittleren Niveaubreiten Γ für schwerere Kerne erhält man für ^{15}N + d: $\Gamma \approx 220$ keV und ^{11}B + d: $\Gamma \approx 300$ keV. Diese sehr groben Abschätzungen ergeben also für $\Gamma / D_o \approx 6$ bzw. 5. Es ist also fraglich, ob das statistische Modell für diese kleinen Werte von Γ/D_o noch gültig ist. Aus diesem Grund wurden auch keine quantitativen Rechnungen im Rahmen

des statistischen Modells durchgeführt, außerdem wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt nur relativ und nicht absolut gemessen, was aber für solche Rechnungen nötig gewesen wäre.

Trotzdem können mithilfe der Beziehung zwischen P_{EXP} und P^{DI} einige qualitative Aussagen angegeben werden:

Bei der Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ beträgt im Minimum des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei $\theta = 60^o$ und $E_d = 5.5$ MeV die Polarisation + 35 % (Abb. 5). Daraus und aus der Beziehung zwischen P_{EXP} und P^{DI} erhält man, daß der Compoundkernanteil für diesen Winkel kleiner ~ 60 % bzw. ~ 30 % ist, je nachdem, ob man annimmt, daß $|P^{DI}| \leq 1$ bzw. $|P^{DI}| \leq .5$ ist[+]. Da der differentielle Wirkungsquerschnitt im Rahmen des statistischen Modells symmetrisch um 90^o und nahezu isotrop ist (Büß 67), gilt für das Strippingmaximum ($\theta = 25^o$), daß der Compoundkernbeitrag kleiner als 3 - 6 % ist.

Eine entsprechende Überlegung kann man für die Reaktion $^{11}B(d,n_o)^{12}C$ durchführen. Hier erhält man für $\theta = 90^o$ einen Compoundkernbeitrag, der kleiner als ~ 70 % bzw. ~ 35 % ist, je nachdem, ob man annimmt, daß $|P^{DI}| < 1$ bzw. $|P^{DI}| < .5$ ist. Für das Strippingmaximum gilt dann entsprechend, daß dieser Beitrag kleiner als ~ 13 % bzw. 7 % ist.

Dagegen ist die Situation für den Übergang $^{11}B(d,n_1)^{12}C_{4.43}$ ganz anders. Hier ist die Polarisation unter allen Winkeln, wie schon in III - 3 diskutiert wurde, dem Betrage nach kleiner 12 %. Speziell innerhalb des Winkelbereiches des Strippingmaximums beträgt die Polarisation maximal - 12 %. Für vergleichbare Reaktionen, wie $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ beträgt die Polarisation in diesem Winkelbereich ca. - 40 %. Daraus erhält man die grobe Abschätzung für den Compoundkernbeitrag

---

+) Die Polarisation nach (d,n)-Stripping-Reaktionen ist im allgemeinen nicht wesentlich größer als 50 %.

im Strippingmaximum, vorausgesetzt, daß das statistische Modell hier anwendbar ist. Der Compoundkernbeitrag ist größer als 30 %, wenn $|P^{DI}|$ kleiner als 40 % ist. Im Minimum des Wirkungsquerschnittes würde dann dieser Beitrag nahezu 90 % betragen, wenn man Isotropie für $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ voraussetzt.

Aus diesen sehr qualitativen Betrachtungen kann man schließen, falls das statistische Modell auf den Compoundkern anwendbar ist, daß die beiden Reaktionen $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ für E_d = 5.5 MeV und $^{11}B(d,n_o)^{12}C_{g.s.}$ im wesentlichen über einen direkten Reaktionsmechanismus ablaufen, während für die Reaktion $^{11}B(d,n_1)^{12}C_{4,43}$ Compoundkernbeiträge eine große Rolle spielen sollten.

Für die ersten beiden Reaktionen wurde dies schon aus der Anregungsfunktion und der Form der Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes gefolgert, während diese beiden Kriterien auch für die letztgenannte Reaktion nur kleine Compoundkernbeiträge vermuten ließen.

Sobald aber nur einige der a_μ in der Definition von $R^{fl}(E)$ nicht mehr statistisch unkorrelierte Werte sind, ist obiges Modell nicht mehr anwendbar und man bekommt Interferenzen zwischen der Compoundkern- und direkten Reaktion. Numerische Rechnungen, die diesen Fall auch für die Polarisation berücksichtigen, dürften sehr schwierig sein und sind bisher noch nicht durchgeführt worden.

2) Einfache DWBA-Theorie ohne Rumpfanregung

Es wird im folgenden die Einteilchentransferreaktion A(d,n)B betrachtet. Der Hamiltonoperator H des Systems läßt sich wie folgt aufteilen: +)

+) Eine ausführliche Behandlung der DWBA-Theorie wird von Glendenning (Gle 63) angegeben.

$$H = H_d + V_{nA} + V_{PA} = H_n + V_{nA} + V_{nP}$$

wobei H_d die innere Struktur des Deuterons und des Targetkernes A sowie deren Relativbewegung beschreibe; entsprechend ist H_n definiert. V_{nA}, V_{PA} und V_{nP} beschreiben die Wechselwirkung von Neutron-Target, Proton-Target und Neutron-Proton.

Mit dieser Aufteilung des Hamiltonoperators erhält man für die exakten Übergangsmatrixelemente:

$$T_{(d,n)} = \langle \varphi_n^{(+)} | V_{nP} + V_{nA} | \Psi_d^{(+)} \rangle$$

wobei $\Psi_d^{(+)}$ Lösung der Schrödingergleichung mit dem exakten Hamiltonoperator H ist+). $\varphi_n^{(+)}$ ist Lösung der Schrödingergleichung mit dem Hamiltonoperator H_n. Eine Lösung des Problems in dieser Form ist nicht möglich, deshalb werden im Rahmen der DWBA-Theorie die im folgenden beschriebenen Näherungen eingeführt.

1) Die exakte Wellenfunktion $\Psi_d^{(+)}$ wird in Bornscher Näherung durch die 'gestörten Wellen' $\chi_d^{(+)}$ angenähert, wobei χ_d Lösung der Schrödingergleichung:

$$(E - H_d - U_d)\, \chi_d = 0 \qquad \text{ist.}$$

U_d ist das optische Potential, das die elastische Streuung von Deuteronen im Eingangskanal beschreibt.

2) Das Potential V_{nA} wird ersetzt durch ein optisches Potential U_n, das die elastische Streuung im Ausgangskanal beschreibt, damit ergibt sich für die Übergangsmatrixelemente in DWBA:

$$T_{(d,n)} = \langle \chi_n^{(-)} | V_{nP} | \chi_d^{(+)} \rangle$$

wobei χ_n Lösung der Schrödingergleichung

$$(E - H_n - U_n)\, \chi_n = 0 \qquad \text{ist.}$$

+) Die Symbole (+) bzw. (-) bezeichnen aus- bzw. einlaufende Wellen im Unendlichen.

Durch diese Annahme werden eventuell mögliche Rumpfanregungen bzw. Zweistufenprozesse (DupC 68) nicht berücksichtigt; dies ist nur durch den Erfolg der einfachen DWBA-Theorie in vielen Fällen gerechtfertigt.

Die Wellenfunktion $\chi_d^{(+)}$ läßt sich in vier Faktoren zerlegen:

α) einer optischen Modellwellenfunktion, die auch die Relativbewegung des Deuterons relativ zum Targetkern beschreibt.

β) einer Wellenfunktion, die den inneren Zustand des Targetkerns A beschreibt.

γ) einer Spinwellenfunktion des Deuterons

δ) einer Deuteronenwellenfunktion $\phi_{d(\underset{\sim}{r})}$, die den inneren Zustand des Deuterons beschreibt, wobei $\underset{\sim}{r} = \underset{\sim}{r}_p - \underset{\sim}{r}_n$ ist.

Entsprechendes gilt auch für χ_n.

3) Damit läßt sich nun auch die 3. Annahme, die sogenannte Nullreichweitennäherung, formulieren, und zwar soll gelten:

$$V_{nP}(\underset{\sim}{r}) \quad \phi_d(\underset{\sim}{r}) \quad = \quad D_o \, \delta(\underset{\sim}{r})$$

wobei D_o eine Konstante ist.

Diese Annahme impliziert, daß nur der S-Anteil der Wellenfunktion des Deuterons berücksichtigt wird. Das Deuteron wird also als ein Elementarteilchen mit dem Spin 1 angenommen. Eine Impulsverteilung innerhalb des Deuterons wird vernachlässigt. Dies wird dagegen in der WBP-Theorie (PeaC 66) berücksichtigt, (siehe IV - 4).

Mögliche Interferenzen zwischen Übergängen mit verschiedenem übertragenem Bahndrehimpuls ℓ, Gesamtdrehimpuls j und magnetischer Quantenzahl m werden im Rahmen der DWBA-Theorie nicht berücksichtigt. Deshalb bedeutet es keine Einschränkung innerhalb dieser Theorie, wenn im folgenden $\ell = 1$ angenommen

wird; denn dies ist für alle hier untersuchten Reaktionen der Fall.

Bevor die Formeln für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ und für die Polarisation $P_n(\theta)$ angegeben werden, sollen die beteiligten Drehimpulse definiert und die Kopplungsgleichungen angegeben werden:

$$\underset{\sim}{j} = \underset{\sim}{J}_B - \underset{\sim}{J}_A = \underset{\sim}{\ell} + \underset{\sim}{s}; \quad \underset{\sim}{s} = \underset{\sim}{s}_d - \underset{\sim}{s}_n; \quad \underset{\sim}{L}_n + \underset{\sim}{\ell} = \underset{\sim}{L}_d$$

Die Paritätserhaltung verlangt, daß $L_n + L_d + \ell$ gerade ist.
Die einzelnen Größen bedeuten:

j, ℓ, s: Gesamtdrehimpuls, Bahndrehimpuls und Spin, mit dem das übertragene Proton in den Restkern eingebaut wird.

J_A, J_B: Spin des Targetkerns A im Grundzustand bzw. des Restkerns B im Endzustand.

L_d, s_n: L_n, s_n Bahndrehimpuls und Spin der Partialwellen der elastisch gestreuten Deuteronen- (d) bzw. Neutronen- (n) Streuwellen im Eingangs- und Ausgangskanal.

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt gilt nun:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\mu_d \cdot \mu_n}{\pi \hbar^4} \cdot \left(\frac{M_B}{M_A}\right)^2 \cdot \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \cdot \frac{1}{k_n^3 k_d} \cdot S_{\ell sj} \cdot \sum_m |\beta^m_{\ell sj}(\theta)|^2$$

μ_d, μ_n sind die reduzierten Massen im Eingangs- bzw. Ausgangskanal.

M_A, M_B die Masse des Targetkernes bzw. Restkernes

k_d, k_n der Impulsvektor des Deuterons bzw. Neutrons

$S_{\ell sj}$ der spektroskopische Faktor, der die Information über die Struktur der an der Reaktion beteiligten Kerne A und B enthält, das heißt $S_{\ell sj}$ entspricht dem Überlappintegral der inneren Wellenfunktionen der Kerne A und B.

Im allgemeinen wird noch inkohärent über ℓ und j summiert. Die magnetische Quantenzahl m, über die summiert wird, ist

definiert durch

$$m = M_B - M_A + m_n - m_d$$

wobei M_A, M_B, m_d und m_n die zugehörigen magnetischen Quantenzahlen von J_A, J_B, s_d und s_n sind.

Die Matrixelemente $\beta^m_{\ell sj}(\theta)$ enthalten die Koeffizienten der Drehimpulskopplung $\Gamma^{\ell m}_{LdLn}$ und die Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ durch die Legendrepolynome der Ordnung m $P^m_{Ln}(\theta)$. Es gilt:

$$\beta^m_{\ell sj}(\theta) = \sum_{Ld,Ln} \Gamma^{\ell m}_{LdLn} \cdot P^m_{Ln}(\theta) \cdot f^{\ell}_{LdLn}$$

Hierbei ist f^{ℓ}_{LdLn} das Überlappintegral der Radialanteile der Partialwellen $\chi^{(d)}_{Ld}$, $\chi^{(n)}_{Ln}$ und der Wellenfunktion $u_{\ell sj}(r)$ des in den Restkern eingebauten Protons. $\chi^{(d)}_{Ld}$, $\chi^{(n)}_{Ln}$ sind die Lösungen des Radialanteils der Schrödinger-Gleichung für elastische Streuung mit einem optischen Potential $U_{(r)}$, das auch eine Spin-Bahn-Wechselwirkung enthält. Es gilt also:

$$f^{\ell}_{LdLn} \sim \int \chi^{(n)}_{Ln}\left(\frac{M_A}{M_B} \cdot k_d r'\right) \cdot u_{\ell sj}(r') \, \chi^{(d)}_{Ld}(k_d r') \, dr'$$

Für die Polarisation gilt für $\ell = 1$:

$$P_n(\theta) = \frac{4}{3}\frac{j-1}{2j+1} \quad \frac{2\sqrt{2} \cdot \mathrm{Im}\left(\beta^0_{1sj}(\theta) \cdot \beta^{1\,*}_{1sj}(\theta)\right)}{|\beta^0_{1sj}(\theta)|^2 + |\beta^1_{1sj}(\theta)|^2}$$

Die Polarisation hängt also nicht vom spektroskopischen Faktor $S_{\ell sj}$ ab.

Das optische Potential, mit dem $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ und $P_n(\theta)$ mit dem Programm JULIE von Bassel, Drisko und Satchler (BasD 66)

berechnet wurde[+], hat die Form:

$$U_{(r)} = \left[-V+\left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 V_{so}(\underset{\sim}{\ell}\cdot\underset{\sim}{s})\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\right]\frac{1}{1+e^{\left(\frac{r-R}{a}\right)}} - i\left(W-W'a'\frac{d}{dr}\right)\frac{1}{1+e^{\left(\frac{r-R}{a}\right)}}$$

wobei $R = r_o A^{1/2}$, $R' = r_o' A^{1/3}$, A bedeutet hier die Masse des Targetkernes A; V_{so} ist das Spin-Bahn-Potential. Diese Form des optischen Potentials wurde für den Eingangs- und Ausgangskanal benutzt.

Für das Deuteron im Eingangskanal ist noch das Coulombpotential für eine homogen geladene Kugel vom Radius $R_c = r_{oc} A^{1/3}$ hinzuzufügen.

Die Wellenfunktion $u_{\ell sj(r)}$ des gebundenen Teilchens, hier also ein Proton, wird durch folgendes Potential bestimmt (BasD 66):

$$U_{(r)} = U_{coul.} - V_o\left\{\frac{1}{1+e^{\left(\frac{r-R}{a}\right)}} + a_{(\ell)}\cdot\lambda_{so}\left(\frac{\hbar}{2M_p c}\right)^2\cdot\frac{\frac{r-R}{a}}{\left(1+e^{\left(\frac{r-R}{a}\right)}\right)^2}\right\}$$

$$U_{coul} = \begin{cases} \frac{Z_P\cdot Z_c}{2R_c}\left(3-\left(\frac{r}{R_c}\right)^2\right) & \text{für } r \leq R_c \\ \frac{Z_P\cdot Z_c}{r} & \text{für } r > R_c \end{cases}$$

wobei $R_c = r_{oc} A^{1/3}$ und $R = r_{oP} A_c^{1/3}$

$$a_{(\ell)} = \begin{cases} \ell & \text{für } j = \ell + 1/2 \\ -(\ell+1) & \text{für } j = \ell - 1/2 \end{cases}$$

Das Programm JULIE bestimmt V_o iterativ derart, daß die vorgegebene Bindungsenergie des Protons reproduziert wird.

+) Die Rechnungen wurden am Deutschen Rechenzentrum in Darmstadt durchgeführt.

3) DWBA-Rechnungen

Bisher sind sehr umfangreiche und systematische DWBA-Analysen des differentiellen Wirkungsquerschnittes durchgeführt worden. Dagegen gibt es nur sehr wenige Arbeiten, die auch die Polarisation in DWBA berechnet und mit den Experimenten verglichen haben. Brüning (BrÜ 67) und Büßer (Büß 67) haben einen solchen Vergleich für die Reaktionen $^{15}N(d,n_o)^{16}O$, $^{14}N(d,n_o)^{15}O$ und $^{10}B(d,n_o)^{11}C$ für Deuteronenenergien unterhalb 3 MeV durchgeführt, Hjarth und Saladin (HjoS 65) haben ebenso die für die DWBA-Theorie ideale Reaktion $^{40}Ca(d,p)^{41}Ca$ für E_d = 14,3 MeV behandelt. Diese Rechnungen gaben zwar angenähert den Trend der Messungen wieder, jedoch ist die Übereinstimmung im allgemeinen sehr unbefriedigend. Dies gilt besonders, wenn man verlangt, daß sowohl der differentielle Wirkungsquerschnitt als auch die Polarisation mit demselben Parametersatz beschrieben werden soll. Zu einem ähnlichen Ergebnis kamen Toosi und Ivash (TooI 68), die sehr umfangreiche Rechnungen (insgesamt 6000) für 11 publizierte (d,p) bzw. (d,n) Reaktionen in dem Massenbereich von $9 < A < 80$ und Energiebereich von $5 < E_d < 15$ MeV durchgeführt haben. Der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen konnte für die meisten Reaktionen nur für Winkel kleiner als 100° durchgeführt werden. Die Übereinstimmung ist besonders unbefriedigend für so leichte Kerne wie ^{9}Be (TooI 68) und ^{10}B (Büß 67); es ist allerdings problematisch, ob die DWBA-Theorie mit ihrem pauschalen Wechselwirkungspotential für so leichte Kerne anwendbar ist.

Ein weiteres Problem bei der Anwendung der DWBA-Theorie ist der hohe positive Q-Wert für die hier untersuchten Reaktionen; das bedeutet nämlich, daß die Bindungsenergie des eingebauten Protons sehr groß und damit seine Wellenfunktion sehr stark im Inneren des Restkernes konzentriert ist. Dies hat zweierlei zur Folge: 1. Distortionseffekte sind wegen der im Kern konzentrierten Wellenfunktion sehr groß (Gov 61)

und damit sehr empfindlich auf die Parameter des optischen Potentials. 2. Es liegt Drehimpulsfehlanpassung (Stos 67) vor, da die Impulse im Ein- und Ausgangskanal wesentlich verschieden sind. Dies hat zur Folge, daß das Potential für die Reaktion nicht durch die Analyse der elastischen Streuung im Ein- und Ausgangskanal bestimmt werden kann, denn die zur Reaktion beitragenden Partialwellen sind andere als die für die elastische Streuung.

Es wurde mit der in IV - 2 eingeführten Nullreichweitennäherung gerechnet; Satchler und Toosi et al. (TooI 68) haben gezeigt, daß die Effekte der endlichen Reichweite auf die Polarisation sehr klein sind.

Für die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ wurde eine große Anzahl von DWBA-Rechnungen mit dem Programm JULIE (BasD 66) für eine Deuteronenenergie von 5,5 MeV durchgeführt. Es wurde speziell diese Reaktion untersucht, da hier

1) große Polarisationswerte mit relativ kleinen Fehlern gemessen wurden (III - 1)
2) der Reaktionsmechanismus im wesentlichen direkt ist (III - 1)
3) der übertragene Gesamtdrehimpuls j_p eindeutig 1/2 ist.

Die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$

Als Ausgangspunkt wurde der in Tabelle 3 angegebene Parametersatz benutzt, den Fuchs et al. (FuchG 67) für diese Reaktion für E_d = 5,9 MeV in Anlehnung an vorhandene Parameter für das optische Potential für elastische Streuung gefunden haben. Dieser Parametersatz wurde in Abb. 12 - 23 benutzt, wenn dort keine anderen Parameter angegeben sind.

Tabelle 3

Parameter für die optischen Potentiale, die als Ausgangspunkt für die DWBA-Rechnungen zu der Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$

benutzt wurden. Die Parameter sind auf Seite 44 definiert.

	V [MeV]	V_{so} [MeV]	r_o [fm]	a [fm]	W [MeV]	W' [MeV]	r_o' [MeV]	a' [fm]	r_c [fm]
Deuteron	95	6	1.35	.7	10	-	1.35	.7	1.3
Neutron	43	6	1.32	.66	-	7.8	1.27	.48	-

Gebundenes Proton: r_{oP} = 1.25 fm, a = .65 fm, λ = 25 und r_c = 1.32 fm.

Die Ergebnisse der DWBA-Rechnung mit diesem Parametersatz sind für E_d = 5.50 MeV in Abb. 12 und für E_d = 4.35 MeV in Abb. 13 angegeben. Die Übereinstimmung von $P_{(\theta)}$ und $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mit den in den Abbildungen angegebenen experimentellen Punkten ist für E_d = 5.5 MeV bzw. E_d = 4.35 MeV für Winkel kleiner 30° bzw. 60° sehr gut, für Winkel bis 120° mäßig gut, dagegen ist der Verlauf für Winkel größer 120° völlig gegenläufig.

Es wurde nun versucht, durch Variation der Parameter eine bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zu erzielen bzw. den Einfluß der verschiedenen Parameter auf die Polarisation zu untersuchen; hierzu wurden 85 Rechnungen durchgeführt, die meisten für E_d = 5.5 MeV und einige für E_d = 4.35 MeV. Es war hierbei jedoch wichtig, für jeden Parametersatz sowohl die Polarisation als auch den differentiellen Wirkungsquerschnitt mit den Rechnungen zu vergleichen. Denn es zeigte sich, daß man zwar die Übereinstimmung für die Polarisation verbessern konnte, während der differentielle Wirkungsquerschnitt völlig im Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen war und umgekehrt.

Die Rechnungen mit verschiedenen Parametersätzen lassen sich wie folgt unterteilen:

1) Potentialparameter für das übertragene Proton

Nahezu alle Potentialparameter für das gebundene Proton haben einen relativ kleinen Einfluß auf die Polarisation $P_{(\theta)}$.

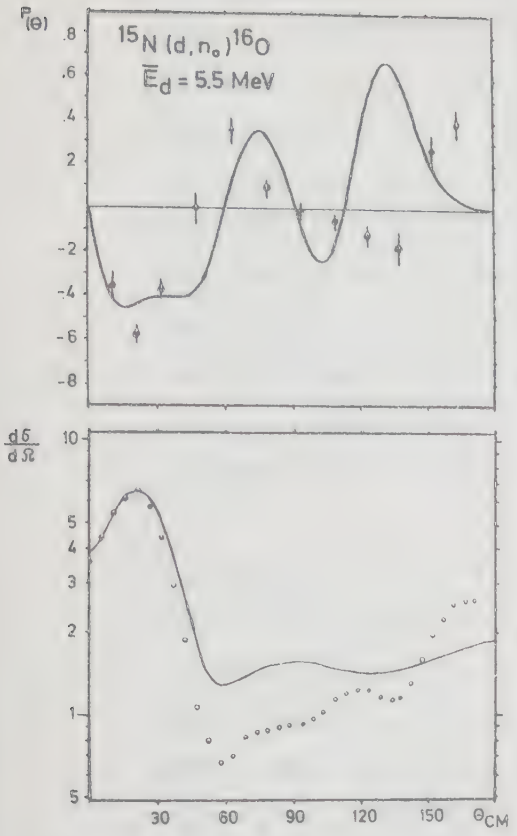

Abb. 12

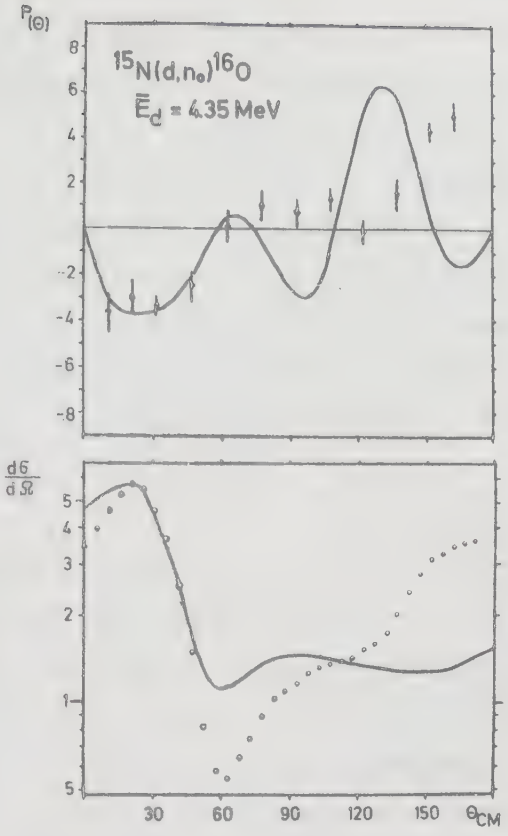

Abb. 13

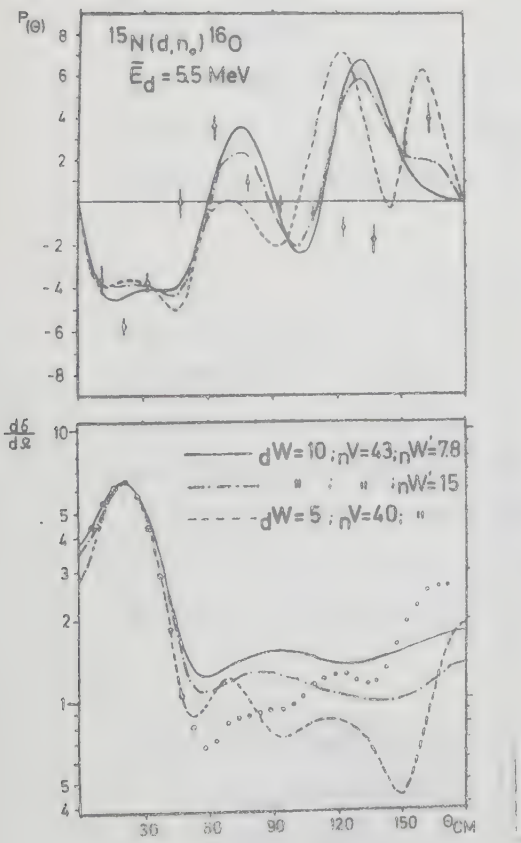

Abb. 14

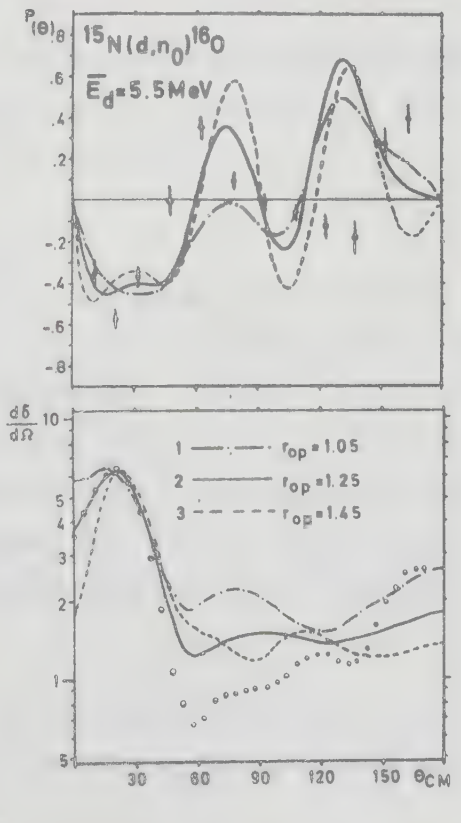

Abb. 15

Abb. 12 - 15: Die DWBA-Rechnungen wurden mit dem in Tabelle 3 angegebenen Parametersatz durchgeführt, falls in der Figur keine anderen Parameter angegeben sind. Die eingezeichneten Punkte sind experimentelle Ergebnisse dieser Arbeit.

Der Effekt des Spin-Bahn-Parameters A ist auf $P_{(\theta)}$ sehr klein, obwohl der Einfluß hier größer ist als auf $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, was auch für alle anderen Rechnungen festgestellt wurde. Im Maximum von $P_{(\theta)}$ bei $\theta \sim 75^{\circ}$ ändert sich die Polarisation maximal um 20 %, wenn λ um einen Faktor 2 geändert wird; für die übrigen Winkel ist die Änderung sehr viel kleiner. Das heißt aber, daß die Polarisation auf eines der 3 Spin-Bahn-Potentiale nahezu unempfindlich ist. Etwas größer ist der Einfluß des Diffuseness-Parameters a. Eine Variation von r_{oP} ändert die Höhe des Maximums von $P_{(\theta)}$ für $\theta \sim 75^{\circ}$ dagegen sehr wesentlich (Abb. 15).

2) Realteil der Zentralpotentiale

Die Polarisation ist auf den Realteil der Zentralpotentiale ${}_{d}V$ und ${}_{n}V^{+)}$, die hier nur die Form eines Saxon-Wood-Potentials haben und nicht zusätzlich auch dieAbleitung desselben, sehr empfindlich. Für den Ein- bzw. Ausgangskanal äußert sich dies bei $\theta \sim 75^{\circ}$ durch Abnehmen bzw. Zunehmen der Polarisation, wenn das Potential V verkleinert wird (siehe Abb. 16 bzw. 18). Für den Eingangskanal ist die Änderung von $P_{(\theta)}$ auch für die anderen Extrema sehr groß. Auffallend ist hierbei noch, daß für ${}_{d}V = 90$ MeV das Rückwärtsmaximum des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnittes reproduziert wird, jedoch nicht die zugehörige positive Polarisation (siehe Abb. 16 bzw. Kurve 1).

3) $V \cdot R^2$-Vieldeutigkeit

Es soll nun auf die Frage eingegangen werden, ob auch die Polarisation die bekannte VR^2-Vieldeutigkeit für den differentiellen Wirkungsquerschnitt zeigt. Die Polarisation ist auf verschiedene Paare von V,R mit $V \cdot R^2 = \text{const.}$ empfindlicher als der differentielle Wirkungsquerschnitt (siehe Abb. 17 und 13) und zwar ist das Verhalten dem eben beschriebenen sehr ähnlich. Die Änderung der Polarisation ist von

---

+) Der Index (d) in ${}_{d}V$ bezieht sich auf die Deuteronen im Eingangskanal und (n) entsprechend auf die Neutronen im Ausgangskanal.

der gleichen Größe wie in 2), wenn V doppelt so stark variiert und R^2 entsprechend modifiziert wird. Man hat hier also im Prinzip eine Möglichkeit, die VR^2-Vieldeutigkeit durch den Vergleich mit Polarisationsmessungen zu beheben, wenn die Übereinstimmung zwischen Experiment und DWBA-Rechnung etwas besser wäre.

4) Imaginärteil der Zentralpotentiale

Die Kombination von Volumenabsorption ($_dW' = 0$, $_dW \neq 0$) für Deuteronen und Oberflächenabsorption ($_nW' \neq 0$, $_nW = 0$) für Neutronen liefert generell sowohl für den differentiellen Wirkungsquerschnitt als auch für die Polarisation bessere Ergebnisse als etwa die Kombination: Oberflächenabsorption für das Deuteron und Volumenabsorption für das Neutron. Durch Verkleinern bzw. Vergrößern des Imaginärteiles des Zentralpotentials $_dW'$ bzw. $_nW'$ gelingt es nun näherungsweise, sowohl das gemessene Rückwärtsmaximum des differentiellen Wirkungsquerschnittes als auch die zugehörige positive Polarisation zu reproduzieren. Allerdings verschlechtert sich gleichzeitig die Übereinstimmung des positiven Maximums der gemessenen Polarisation bei $\theta = 60^\circ$ (siehe Abb. 20 und 21). Andererseits wird für diesen Winkel das Minimum des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnittes besser wiedergegeben. Kleine Beimischungen von Oberflächenabsorption $_dW'$ für das Deuteron bzw. Volumenabsorption $_nW$ für das Neutron ändern $P_{(\theta)}$ dagegen nicht wesentlich (siehe Abb. 23 Kurve 2 bzw. 5).

5) Spinbahnpotential

Wie zu erwarten war, ist die Polarisation besonders empfindlich auf das Spin-Bahn-Potential V_{so}, wobei dies besonders für die Neutronen im Ausgangskanal zutrifft (Abb. 22). Die Empfindlichkeit auf das Deuteronen-Spin-Bahn-Potential ist dagegen wesentlich geringer. Man kann zwar durch Variation von $_nV_{so}$ die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment verbessern, aber die Extrema der Polarisation bleiben im wesentlichen bei den gleichen Winkeln.

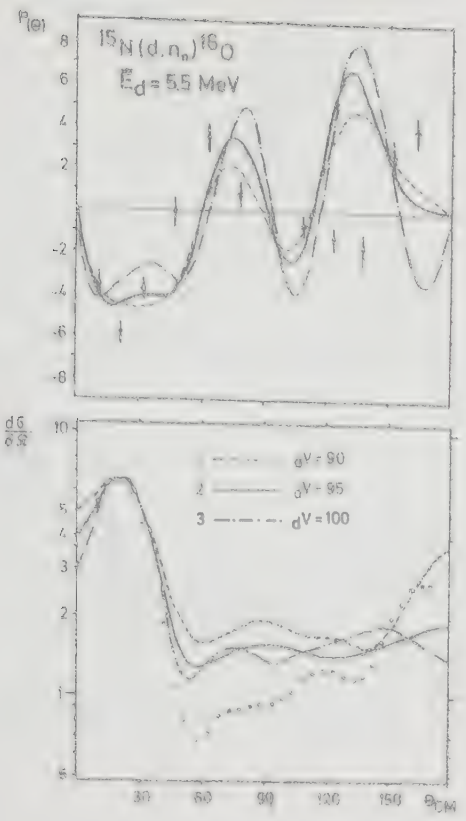

Abb. 16

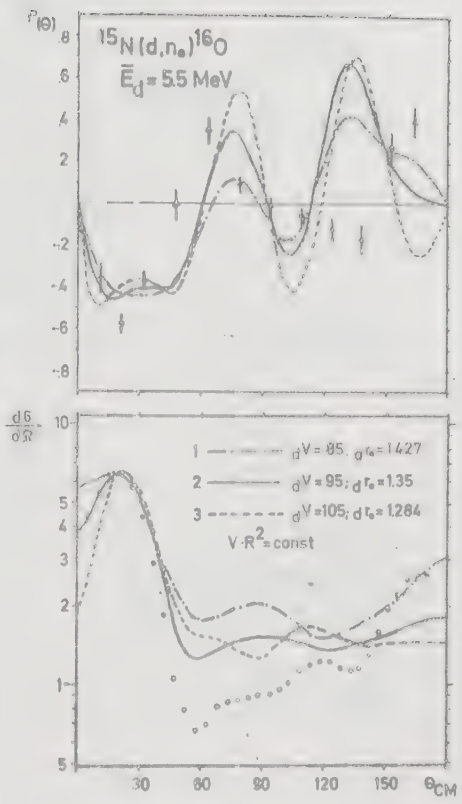

Abb. 17

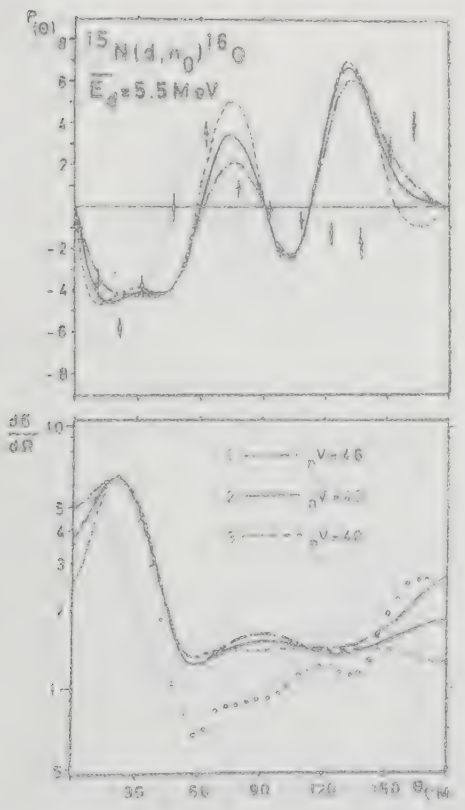

Abb. 18

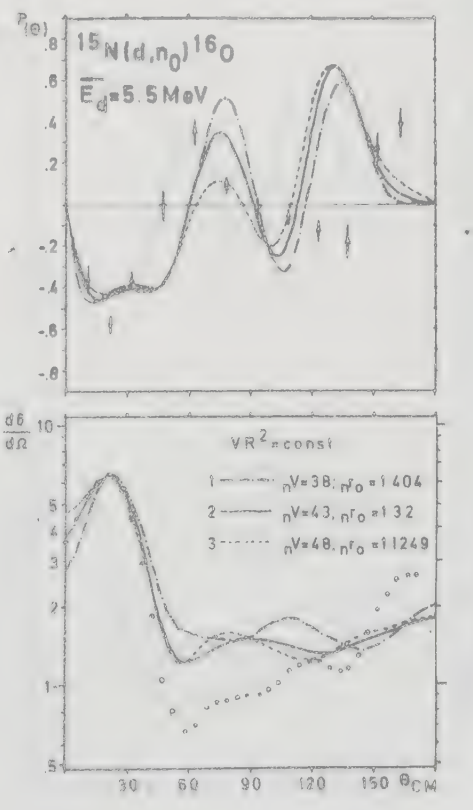

Abb. 19

Abb. 16 - 19: Die DWBA-Rechnungen wurden mit den in Tabelle 3 angegebenen Parametern durchgeführt, falls in der Figur keine anderen Parameter angegeben sind. Die eingezeichneten Punkte sind experimentelle Ergebnisse dieser Arbeit.

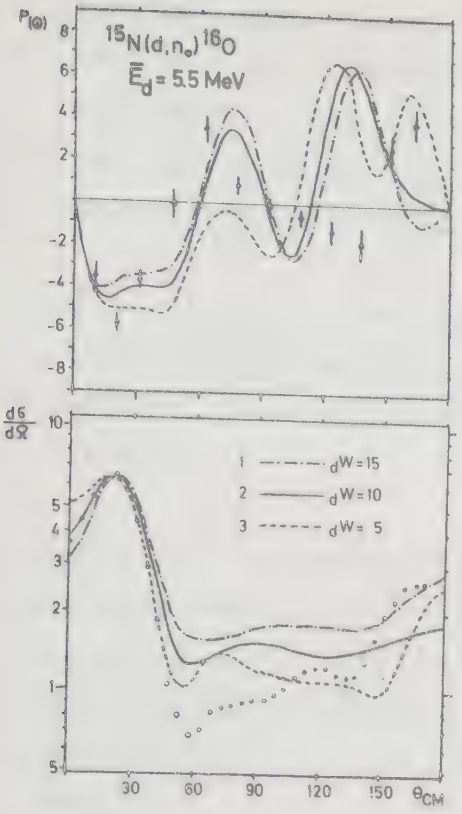

Abb. 20

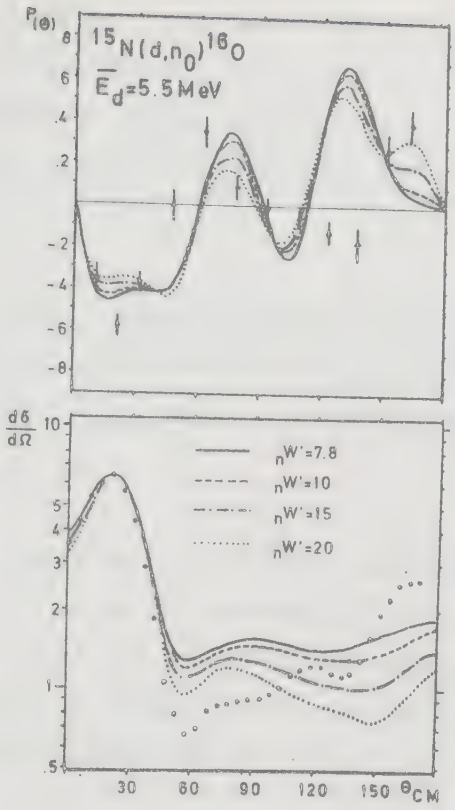

Abb. 21

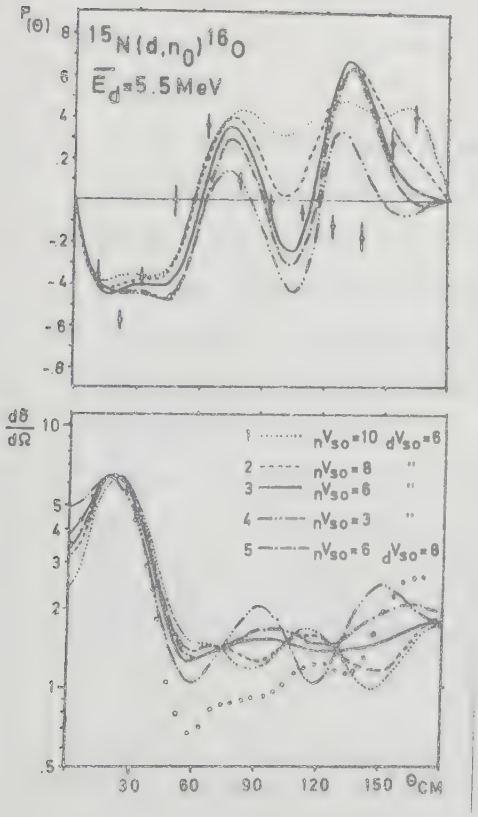

Abb. 22

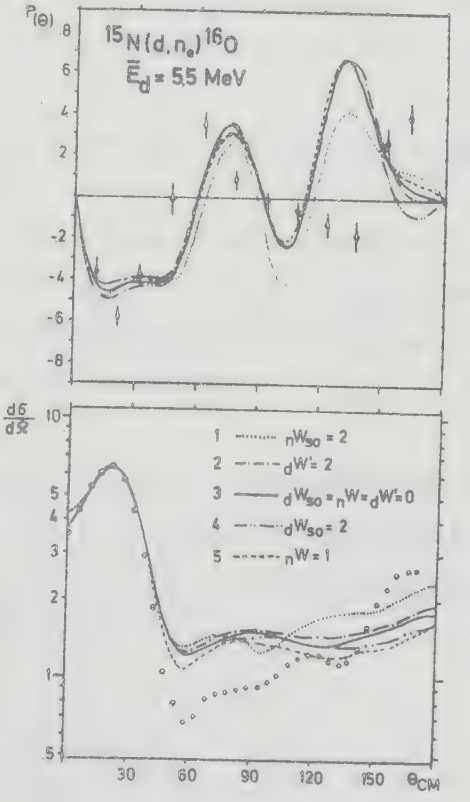

Abb. 23

Abb. 20 - 23: Die DWBA-Rechnungen wurden mit dem in Tabelle 3 angegebenen Parametersatz durchgeführt, falls in der Figur keine anderen Parameter angegeben sind. Die eingezeichneten Punkte sind experimentelle Ergebnisse dieser Arbeit.

Beimischungen eines imaginären Spinbahntermes im Eingangskanal mit der gleichen Radialabhängigkeit wie der Radialteil haben einen sehr kleinen Effekt, dagegen ist für den Ausgangskanal der Einfluß unter Rückwärtswinkeln sehr beträchtlich (siehe Abb. 23).

Es wurden auch Rechnungen mit verschiedenen Radialparametern für das Spin-Bahn-Potential im Ein- und Ausgangskanal durchgeführt, jedoch erwies sich $P_{(\theta)}$ als völlig unempfindlich hierauf.

Durch entsprechende Kombination von Potentialparametern wurde versucht, eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment zu erreichen (Abb. 14), als dies mit dem Anfangsparametersatz von Tabelle 3 möglich war. Zum Vergleich ist in Abb. 14 die Rechnung mit diesem Parametersatz angegeben (ausgezogene Kurve).

Zusammenfassend läßt sich sagen:

a) Für alle hier gezeigten und beschriebenen DWBA-Rechnungen liegen die Extrema der Polarisation bei fast den gleichen Winkeln.
b) Alle Rechnungen sind im Widerspruch zu der negativen Polarisation für $\theta \sim 135^{\circ}$.
c) Die Polarisation ist besonders stark empfindlich auf folgende Potentialparameter: ${}_{d}V$, ${}_{d}W$, ${}_{n}V$, ${}_{n}V_{so}$ und ${}_{n}W_{so}$.
d) Bei sonst gegebenen Potentialparametern könnte man durch Vergleich mit Polarisationsmessungen die $V \cdot R^2$-Mehrdeutigkeit beheben.
e) Durch Variation der Deuteronen-Volumenabsorption kann die positive Polarisation für $\theta \sim 160^{\circ}$ reproduziert werden, parallel dazu verläuft allerdings eine Verschlechterung der Übereinstimmung für $\theta \sim 60^{\circ}$.

Die Reaktion $^{11}B(d,n_{o,1})^{12}C$

Zu dieser Reaktion wurden nicht so umfangreiche Rechnungen wie für die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ durchgeführt (30 insgesamt). Die Potentialparameter sind in Tabelle 4 angegeben. Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist schlechter als für die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ (siehe Abb. 24 und 25). Qualitativ wird der Unterschied für die beiden Übergänge mit $j_p = \ell \pm 1/2$ deutlich durch die DWBA-Rechnung für Vorwärtswinkel wiedergegeben, dagegen wird der gegensinnige Verlauf der Polarisation (III - 3) für größere Winkel nicht wiedergegeben.

Tabelle 4

Parameter der optischen Potentiale für die DWBA-Rechnungen zu der Reaktion $^{11}B(d,n_o)^{12}C_{g.s.}$ bzw. $^{11}B(d,n_1)^{12}C_{4.43}$. Dieser Parametersatz wurde der Arbeit von Fuchs et al. (FuchG 67) entnommen. Die Parameter sind auf Seite 44 definiert.

	V [MeV]	V_{so} [MeV]	r_o [fm]	a [fm]	W [MeV]	W' [MeV]	r_o' [fm]	a' [fm]	r_c [fm]
Deuteron	70	6	1.75	.65	10	-	2.26	.45	1.32
Neutronen	$47-.27E_n$	6	1.33	.66	-	10	1.27	.48	-

Gebundenes Proton: $r_{oP} = 1.35$ fm, $a = .65$ fm, $\lambda = 25$ und $r_c = 1.32$ fm

In Abb. 24 und 25 wurde dieser Parametersatz benutzt, wenn dort keine anderen Parameter angegeben sind.

Das positive Rückwärtsmaximum von $P_{(\theta)}$ für den Grundzustandsübergang wird hier durch Oberflächenabsorption des Deuterons wiedergegeben (siehe Abb. 24 Kurve 3), dagegen ist damit die Diskrepanz für den differentiellen Wirkungsquerschnitt besonders groß.

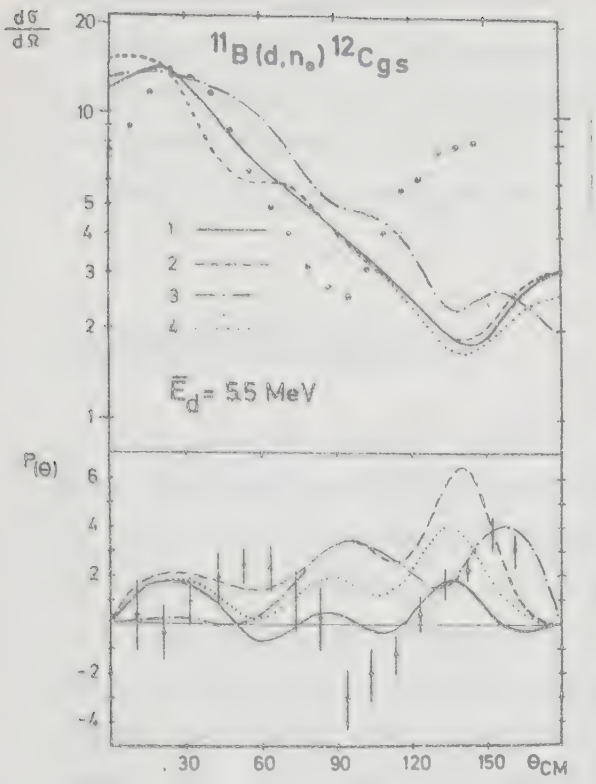

Abb. 24

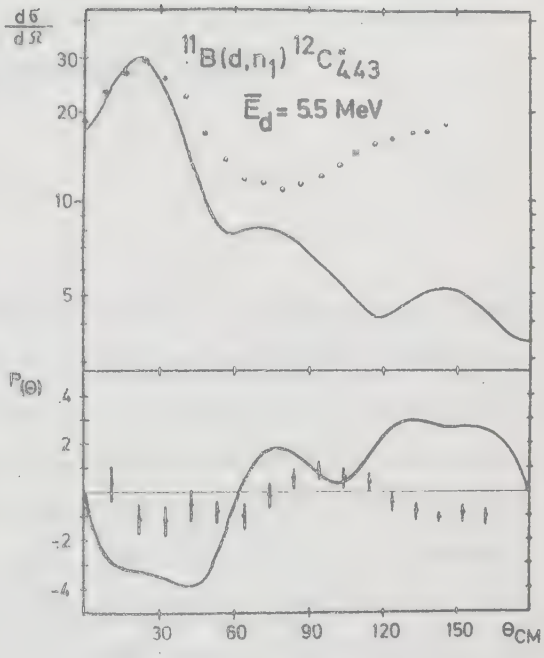

Abb. 25

1: $_nW_{so} = 2$

2: $_nV = 50$;
$_nW = 10$; $_nW' = 0$

3: $_dW = 0$; $_dW' = 10$

4: Parameter wie in Tabelle 4

Parameter wie in Tabelle 4

Generell ist die Übereinstimmung zwischen DWBA-Theorie und Experiment nicht gut, wobei sie für die Reaktion $^{15}N(d,n)^{16}O$ um einiges besser ist als für die Reaktion $^{11}B(d,n)^{12}C$.

Ein wesentlicher Grund für diese Diskrepanz zwischen Experiment und den DWBA-Rechnungen ist die große Anzahl von Vernachlässigungen der konventionellen Theorie, die aber durchaus noch im Rahmen der DWBA zu behandeln wären. Hierzu zählen

kollektive Effekte (PenS 64) (DupC 68), Tensor-Wechselwirkung des Deuterons (Sat 60) und Beimischungen des D-Zustandes zur Deuteronenwellenfunktion (JohS 67) sowie Antisymmetrie der Wellenfunktion und damit eng verknüpft Austauscheffekte (EvaF 58) (OweM 57). Auf die Austauscheffekte soll im folgenden eingegangen werden.

4) Austauschstripping

In der bisher beschriebenen DWBA-Theorie werden die Nukleonen im Kern und im Deuteron als unterscheidbar behandelt. Es wird also folgender Prozeß nicht betrachtet: Das Neutron im einlaufenden Deuteron wird am Kernrand mit einem Neutron aus dem Kern ausgetauscht, so daß das auslaufende Neutron in der Reaktion A(d,n)B nicht das des Deuterons, sondern eines der Neutronen aus der äußeren Schale des Kerns ist. Damit ein solcher Austausch der Neutronen stattfindet, müssen sich die beiden Nukleonen sehr nahe kommen, und somit müssen ihre Spins wegen des Pauliprinzips antiparallel sein (EvaF 58). Der gewöhnliche Strippingterm (IV - 2) ist zu dem Austauschterm der Übergangsamplitude, den man durch Antisymmetrisierung der gesamten Wellenfunktion erhält, völlig analog (Sat 58), nur mit dem Unterschied, daß die Rolle von Targetkern und Deuteron vertauscht ist. Der Austauschterm führt nun wegen der Impulserhaltung zu einem Rückwärtsmaximum des differentiellen Wirkungsquerschnittes, das dem Vorwärtsmaximum des konventionellen Strippingterms entspricht.

Für eine Reaktion, die unter Vorwärtswinkeln im wesentlichen durch die normale Strippingtheorie und unter Rückwärtswinkeln überwiegend durch Austauschstripping mit Spin-Flip beschrieben wird, gelten folgende Kriterien. Differentieller Wirkungsquerschnitt und Polarisation sollte im Bereich des Rückwärtsmaximums eine ähnliche Winkelabhängigkeit wie unter Vorwärtswinkeln zeigen, doch sollte das Vorzeichen der Polarisation

umgekehrt sein. Man hat hier also ein zweites Kriterium, um zu entscheiden, ob Austauschstripping vorliegt oder nicht, denn nicht jedes Rückwärtsmaximum im differentiellen Wirkungsquerschnitt entspricht Austauschstripping (Aus 62).

Für die hier behandelten Reaktionen sollte der Austauschstrippingterm relativ zu dem konventionellen klein sein, da die Bindungsenergie des Neutrons im Deuteron etwa 5mal kleiner ist als im ^{11}B bzw. ^{15}N, das heißt, die Austauschintegrale sollten klein sein (Gle 63) (Aus 62). Trotzdem gilt die Reaktion $^{11}B(d,n_o)^{12}C$ bei E_d = 4.7 MeV in der Literatur als typisches Beispiel für eine Austauschstrippingreaktion (Sat 58) (OweM 58).

Beide Reaktionen $^{11}B(d,n_o)^{12}C$ und $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ haben relativ starke Rückwärtsmaxima des differentiellen Wirkungsquerschnittes (Abb. 10 und 5), aber nur die letztgenannte Reaktion weist unter Rückwärtswinkeln ($\sim 160^o$) eine ähnliche Polarisation mit umgekehrten Vorzeichen wie unter Vorwärtswinkeln auf. Dies gilt dagegen nicht für die Reaktion $^{11}B(d,n_o)^{12}C$. Es ist durchaus möglich, daß für die Reaktion $^{11}B(d,n_o)^{12}C$ Interferenzterme der beiden Strippingamplituden eine Rolle spielen.

5) Die WBP-Theorie

Um für die Polarisation der Nukleonen nach (d,p) bzw. (d,n) Strippingreaktionen bessere Voraussagen machen zu können, als dies in DWBA möglich ist, formulierten Pearson et al. (PeaC 66) (BanP 67) in den letzten beiden Jahren eine Reaktionstheorie, die von der schwachen Bindung des Deuterons ausgeht. Die Grundzüge seien im folgenden skizziert.

Der Eingangskanal wird durch eine 3 Teilchenwellenfunktion beschrieben mit optischen Potentialen für die Nukleon-Kernwechselwirkung; das heißt, das Neutron und Proton im Deuteron werden durch verschiedene Bewegungsgleichungen beschrieben. Die Impulsverteilung der Nukleonen im Deuteron wird als klein

angenommen, aber nicht völlig vernachlässigt wie in der DWBA-Theorie. In der Nähe des Targetkerns wird bei einer (d,n)-Reaktion das Neutron als vom Proton getrennt betrachtet und seine Streuung durch den kurzreichweitigen Anteil seiner Wechselwirkung am Targetkern so behandelt, als wenn das Proton gar nicht vorhanden wäre. Das Wechselwirkungspotential V_{np}, durch das das Proton eingebaut wird, wird dabei durch die Wellenfunktion des gestreuten Neutrons räumlich moduliert, dieses Potential ist im allgemeinen nicht mehr kugelsymmetrisch. Durch diese getrennte Beschreibung von Neutron und Proton kann man nun auch untersuchen, welche Effekte bei dem Reaktionsablauf im wesentlichen durch das Neutron bzw. Proton hervorgerufen werden.

Pearson et al. (BanP 67) haben nun gezeigt, daß die Polarisation der Protonen nach (d,p)-Reaktionen im wesentlichen durch die Polarisation bei elastischer Protonen-Streuung beschrieben wird, wobei die Integration über die Impulsverteilung im Deuteron in vielen Fällen daran nichts wesentlich ändert (BanP 67). Dies sollte vor allem auch für große Reaktionswinkel gelten. Zur Prüfung ihrer Theorie haben die genannten Autoren mit den sehr guten Parametern für das optische Potential der elastischen Protonen-Streuung aus der Arbeit von Rosen et al. (RosB 65) die Polarisation für die Strippingreaktion berechnet und mit vorhandenen Experimenten verglichen. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment war sehr gut. Wesentlich für die Rechnungen war, daß die Parameter für das benutzte optische Potential aus der Analyse einer sehr großen Anzahl von Messungen sowohl des differentiellen Wirkungsquerschnittes als auch der Polarisation bekannt waren (RosB 65).

Solche Parametersätze liegen für die elastische Neutronenstreuung nicht vor, da es nur sehr wenige Experimente gibt, in denen sowohl der differentielle Wirkungsquerschnitt als auch die Polarisation der elastischen Streuung gemessen wurden, da solche Experimente sehr schwierig sind. Aus diesem Grund ist leider eine detaillierte Anwendung der Theorie auf die vorliegenden Experimente nicht möglich.

Nur für die Reaktion $^{11}B(d,n_o)^{12}C$ kann für einen kleinen Winkelbereich ein solcher Vergleich durchgeführt werden. Hier geben Mack und Mertens (MacM 64) die Polarisation der elastisch an ^{12}C gestreuten Neutronen für E_n = 15.85 MeV an. Wenn man annimmt, daß die Polarisation der elastischen Neutronenstreuung an ^{11}B für $E_n \sim$ 18 MeV dieser in etwa entspricht, was man in Analogie zur Protonenstreuung (RosB 65) sicher tun kann, so sollte die gemessene Polarisation der Reaktion $^{11}B(d,n_o)^{12}C$ der der elastisch gestreuten Neutronen entsprechen. Dies ist aber nicht der Fall. Mack und Mertens erhielten für Streuwinkel zwischen 30 - 60° eine negative Polarisation zwischen ~ -25 und -70 %, während die Polarisation bei der (d,n)-Reaktion positiv ist (Abb. 10). Für 70° und 80° stimmen die Polarisationen der Streuung und Reaktion überein. Leider ist die Polarisation für größere Streuwinkel nicht bekannt, so daß zu diesen Winkeln der Vergleich nicht fortgesetzt werden kann. Inwieweit die genannte Diskrepanz einen wirklichen Widerspruch zur WBP-Theorie darstellt, kann nicht entschieden werden, da - wie schon erwähnt - eine detaillierte Rechnung mit diesem Modell nicht möglich war.

V Zusammenfassung

Es wurde die Polarisation und der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen $^{11}B(d,n_o)^{12}C_{g.s.}$, $^{11}B(d,n_o)^{12}C_{4,43}$ für E_d = 5,5 MeV und $^{15}N(d,n_o)^{16}O_{g.s.}$ für E_d = 5,5 und 4,35 MeV für Winkel zwischen 10^o und 162^o gemessen; für die Reaktion $^{11}B(d,n_{o,1})^{12}C$ wurde außerdem die Anregungsfunktion für $\theta = 0^o$ und 24^o zwischen E_d = 4.7 und 6 MeV gemessen.

Die Polarisation der Neutronen wurde durch die Links-Rechts-Asymmetrie der n-^{4}He-Streuung analysiert, wobei die ^{4}He-Rückstoßkerne mit einem Teleskop aus mehreren Lawinenzählern und Proportionalzählern nachgewiesen wurden. Der Proportionalzähler wurde speziell für die Reaktion $^{11}B(d,n_{o,1})^{12}C$ entwickelt, um die beiden Neutronengruppen n_o und n_1 trennen zu können. Der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Anregungsfunktion wurde mit einer Flugzeitapparatur gemessen.

Aus der gemessenen Polarisation konnten Abschätzungen über Compoundkernbeiträge gemacht werden. Wenn man annimmt, daß die Voraussetzungen des statistischen Modells für die hier untersuchten Reaktionen erfüllt sind, so folgt aus der Polarisation der Neutronen, daß Compoundkernbeiträge für die Reaktion $^{11}B(d,n_o)^{12}C_{g.s.}$ und $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ bei E_d = 5.5 MeV relativ klein sind. Dagegen sind die Compoundkernbeiträge zu der Reaktion $^{11}B(d,n_1)^{12}C_{4,43}$ sehr groß. Dies erscheint von Bedeutung in Zusammenhang mit einer Diskrepanz des spektroskopischen Faktors für diesen Übergang, die zwischen der (d,n) und (^{3}He,d)-Reaktion gefunden worden war.

Für die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ und $^{11}B(d,n_{o,1})^{12}C$ wurden für E_d = 5.5 MeV umfangreiche DWBA-Rechnungen mit verschiedenen Parametersätzen durchgeführt. Es wurde festgestellt, daß die in DWBA berechnete Polarisation vor allem auf folgende Potentialparameter empfindlich ist: $_dV$, $_dW$, $_nV$, $_nV_{so}$ und $_nW_{so}$. Für Reaktionswinkel kleiner $\sim 50^o$ erhält man für den

differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Polarisation für $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ eine gute, für $^{11}B(d,n_{o,1})^{12}C$ eine mäßige Übereinstimmung zwischen Rechnung und Meßdaten. Da die Analyse von Strippingreaktionen ein wichtiges Hilfsmittel bei der Untersuchung der Kernstruktur ist, wäre eine Verbesserung der theoretischen Vorhersagen dringend erwünscht.

Von einer verfeinerten Theorie, die vor allem die spinabhängigen Effekte besser berücksichtigen müßte, wäre zu fordern, daß sie sowohl die Polarisationen bei großen Winkeln als auch Details des Wirkungsquerschnittes bei diesen Winkeln (zum Beispiel Schiffer-Lee-Effekt) erklärt.

Die Reber-Saladin-Regel ist für alle 3 Reaktionen im Bereich des Strippingmaximums erfüllt; für die beiden Übergänge in $^{11}B(d,n_{o,1})^{12}C$ mit $j_p = 1 \pm 1/2$ setzt sich darüber hinaus das unter Vorwärtswinkeln entgegengesetzte Verhalten der Polarisation bis zu sehr großen Rückwärtswinkeln fort. Die Nulldurchgänge liegen also auch bei den gleichen Winkeln.

Es wurde gezeigt, daß die positive Polarisation für die Reaktion $^{15}N(d,n_o)^{16}O$ im Bereich des Rückwärtsmaximums des differentiellen Wirkungsquerschnittes durch Austauschstripping erklärt werden kann. Für die Reaktion $^{11}B(d,n_o)^{12}C_{g.s.}$ konnte eine analoge Korrelation nicht festgestellt werden.

Literaturverzeichnis

(AjZL 69) F. Ajzenberg-Selove und T. Lauritzen, Nucl. Phys. 11 (1959) 1

(Aus 62) N. Austern, Selected Topics in Nuclear Theorie, Ed. F. Janouch, Int. Atomic Energy Agency, Wien 1962

(BanP 67) J. H. Bang und C. A. Pearson, Nucl. Phys. A 100 (1967) 1 und Nucl. Phys. A 100 (1967) 24

(BasD 62) R. H. Bassel, R. M. Drisko und G. R. Satchler, Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL 3240 (1962) unveröffentlicht

(BasD 66) R. H. Bassel, R. M. Drisko und G. R. Satchler, Oak Ridge National Laboratory Report (Preliminary), "The Code JULIE" (June 9, 1966)

(BohH 68) W. Bohne, H. Homeyer, H. Morgenstern und J. Scheer, wird demnächst in Nucl. Phys. veröffentlicht.

(Brü 67) R. Brüning, Diplomarbeit, Hamburg 1967

(BrüB 66) R. Brüning, F. W. Büßer, F. Niebergall und J. Christiansen, Phys. Let. 21 (1966) 435

(Bus 67) W. Busse, Diplomarbeit, Berlin 1967

(Büß 64) F. W. Büßer, Diplomarbeit, Hamburg 1964

(Büß 67) F. W. Büßer, Dissertation, Hamburg 1967

(BüßC 64) F. W. Büßer, J. Christiansen, F. Niebergall und G. Söhngen, Congr. internat. de Phys. Nucléaire, Vol. II (Paris 1964)

(BüßC 65) F. W. Büßer, J. Christiansen, F. Niebergall und G. Söhngen, Zeitschr. f. Phys. 187 (1965) 243

(But 61) S. T. Butler, Proceedings of the Rutherford Jubilee Internat. Conference (Manchester, England, 1961; J. B. Birks, Ed., Academic Press, New York 1961) Seite 492

(ClaP 65) C. M. Class, J. E. Price und J. R. Risser, Nucl. Phys. 71 (1965) 433

(CohK 67) S. Cohen und D. Kurath, Nucl. Phys. A 101 (1967) 1

(CroL 67) M. A. Crosby und J. L. Legg, Nucl. Phys. A 95 (1967) 639

(DinN 67) G. U. Din, M. A. Nagarajan und R. Polland, Nucl. Phys. A 93 (1967) 190

(DupC 68) Y. Dupont und M. Chabre, Phys. Let. 26B (1968) 362 hier weitere Literaturangaben

(EvaF 58) N. T. S. Evans und A. P. French, Phys. Rev. 1o9 (1968) 1272

(EriM 66) T. Ericson und T. Mayer-Kuckuk, Ann. Rev. of Nucl. Sc. 16 (1966) 183

(Fes 67) H. Feshbach, Ann. of Phys. 43 (1967) 410, hier weitere Literaturangaben

(FuchG 67) H. Fuchs, K. Grabisch, P. Kraaz und G. Röschert, Nucl. Phys. A 105 (1967) 590

(Gle 63) N. K. Glendenning, Ann. Rev. of Nuc. Sc. 13 (1963) 191

(Gov 61) H. E. Gove, Proceedings of the Rutherford Jubilee Intern. Conf. (Manchester, England 1961) J. B. Birks, Ed., Academic Press New York 1961, S. 437

(Gra 67) K. Grabisch, Diplomarbeit, Berlin 1967

(Hjo 65) S. A. Hjorth, J. X. Saladin und G. R. Satchler, Phys. Rev. 138 (1965) B 1425

(HooB 66) B. Hoop und H. H. Barschall, Nucl. Phys. 83 (1966) 65

(JohS 67) R. G. Johnson und F. D. Santos, Phys. Rev. Let. 19 (1967) 364

(LamD 66) M. Lambert und G. Dumazet, Nucl. Phys. 83 (1966) 181

(LevM 57) I. I. Levintov, A. V. Miller und V. N. Shamshev, Sov. Phys. JETP 5 (1957) 258

(LeeS 64) L. L. Lee, Jr. und J. P. Schiffer, Phys. Rev. 136 (1964) B 405

(MacM 67) G. Mack und G. Mertens, Zeitschr. f. Naturf. 22 (1967) 1640

(MasS 66) G. R. Mason und J. T. Sample, Nucl. Phys. 82 (1966) 635

(MeiPM 67) M. M. Meier, F. O. Purser, G. L. Morgan und R. L. Walter, Bul. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 500

(MeiPW 67) M. M. Maier, F. O. Purser und R. L. Walter, Phys. Rev. 163 (1967) 1056

(New 53) H. C. Newns, Proc. Phys. Soc. A 66 (1953) 477

(OweM 57) G. E. Owen und L. Madansky, Phys. Rev. 105 (1957) 1766

(PeaC 66) C. A. Pearson und M. Coz, Nucl.Phys. 82 (1966) 545 und Annals of Physics 39 (1966) 199

(PenS 64) S. K. Penny und R. Satchler, Nucl. Phys. 53 (1964) 145

(RebS 64) L. H. Reber und J. X. Saladin, Phys. Rev. 133 (1964) B 1155

(RetA 67) K. F. Retcliff und A. Austern, Annals of Physics 42 (1967) 185

(RosB 65) L. Rosen, J. G. Beery, A. S. Goldhaber und E. H. Auerbach, Annals of Phys. 34 (1965) 96

(SmoT 64) V. A. Smotryaev und I. S. Trostin, JETP 19 (1964) 1012

(Sat 58) G. R. Satchler, Congrès Internat. de Phys. Nucl., Paris 1958, G. Gugenberger, Ed., Paris 1958,S. 101

(Sat 60) G. R. Satchler, Nucl. Phys. 21 (1960) 116

(SawP 66) J. R. Sawers, F. O. Purser und R. L. Walter, Phys. Rev. 141 (1966) 825

(SchiL 66) J. P. Schiffer, L. L. Lee, Jr., A. Marinov und C. Mayer-Böricke, Phys. Rev. 147 (1966) 825

(StoB 67) R. Stock, R. Bock, P. David, H. H. Duhm und T. Tamura, Nucl. Phys. A 104 (1967) 136

(TooI 68) M. A. A. Toosi und E. V. Ivash, University of Texas, Austin, Vorabdruck 1968

(WeiJ 58) J. C. Weil und K. W. Jones, Phys. Rev. 112 (1958) 1975

(WilH 64) D. Wilmore und P. E. Hodgson, Nucl. Phys. 55 (1964)673

(WolA 52) L. Wolfenstein und J. Ashin, Phys. Rev. 85 (1952) 947

(ZeiF 58) B. Zeidmann und J. M. Fowler, Phys. Rev. 112 2020

Diese Arbeit wurde am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin durchgeführt. Herrn Professor Dr. K. H. Lindenberger danke ich vor allem für sein reges Interesse und die Förderung dieser Arbeit sowie für die äußerst angenehmen und großzügigen Arbeitsbedingungen in seinem Institut.

Den Herren Dr. J. Christiansen, Dr. H. Fuchs und besonders Dr. J. Scheer danke ich für wertvolle Diskussionen und Anregungen.

Den Herren W. Busse, B. Efken, Dr. J. Scheer und W. U. Schröder danke ich für eine langjährige und fruchtbare Zusammenarbeit.

Außerdem danke ich den Herren Dr. H. Fuchs, K. Grabisch und G. Röschert für ihre Hilfe bei den Flugzeitmessungen.

Herr Renner und seine Mitarbeiter sorgten dafür, daß der Beschleuniger die experimentellen Anforderungen erfüllte. Herr Adamski, Herr Baltrusch und seine Mitarbeiter in der Werkstatt führten die mechanischen Arbeiten sorgfältig und pünktlich durch. Herr Conrad, Herr Friese und Herr Lauch entwickelten die Meßelektronik. Der Sektor Mathematik stellte großzügig Rechenzeit zur Verfügung. Ihnen allen bin ich zu Dank verpflichtet.

Lebenslauf

Am 20. 2. 1940 wurde ich als zweites Kind des Kaufmanns Rudolf Hilscher und seiner Ehefrau Luise, geb. Knüpfer, in Broumov, ČSSR, geboren.

Von 1946 - 1952 besuchte ich die Grundschule in Querfurt, Sachsen, von 1952 - 1960 das Helmholtzgymnasium in Heidelberg, wo ich im Februar 1960 die Reifeprüfung ablegte.

Ab Sommersemester 1960 studierte ich an der Universität Heidelberg Physik, wo ich im Juli 1962 die Diplom-Vorprüfung bestand. Im folgenden Wintersemester arbeitete ich im I. Physikalischen Institut unter Leitung von Prof. Kopfermann an einer Großpraktikumsarbeit über "Impulsformdiskrimination bei Halbleiterdetektoren".

Mein Studium setzte ich an der Freien Universität Berlin fort, wo ich im Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung unter Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberger meine Diplomarbeit "Neutroneninduzierte Reaktionen am Silizium" durchführte. Im Februar 1965 legte ich die Diplomprüfung in Physik an der Freien Universität Berlin ab.

Vom 1. 4. 1965 bis 31. 12. 1967 war ich Wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Kernphysik der Freien Universität und seit 1. 1. 1968 am Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung Berlin. Meine Tätigkeit an der Freien Universität galt 1965 und 1966 dem Aufbau eines kernphysikalischen Fortgeschrittenen-Praktikums, danach meiner Dissertation.